ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 17 JUIN 1957.

PRÉSIDENCE DE M. Léon BINET, PUIS DE M. Paul MONTEL.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. **Lucien Plantefol**, élu Membre de la Section de Botanique le 13 mai 1957 en remplacement de M. *Auguste Chevalier*, décédé, est introduit en séance par M. le Secrétaire perpétuel pour les Sciences chimiques et naturelles.

M. le Président donne lecture de la Note publiée au *Journal Officiel de la République française* annonçant que, par décret du 7 juin 1957, son élection a été approuvée; il lui remet la médaille de Membre de l'Institut et l'invite à prendre place parmi ses Confrères.

M. le **Président** souhaite la bienvenue à M. **André Cournand**, Associé étranger, qui assiste à la séance pour la première fois depuis son élection, le 18 février 1957. Il l'invite à prendre place parmi ses Confrères.

BIOLOGIE DES MOUSTIQUES. — *Sur un peuplement du Moustique commun paléarctique* Culex pipiens pipiens *dépourvu de diapause hivernale*. Note de MM. **Émile Roubaud**, **Jacques Colas-Belcour** et **Sabbas Ghelelovitch**.

Un peuplement du Moustique anautogène rural *Culex pipiens pipiens*, originaire du Calvados, a été reconnu comme différent biologiquement du type habituel hétérodyname par l'absence de diapause spontanée. Les représentants de cette souche homodyname de *pipiens* se sont montrés aptes à se reproduire en plein hiver.

Le Moustique commun *Culex pipiens pipiens* ou moustique anautogène rural (1) est habituellement représenté dans nos régions par des peuplements hétérodynames, c'est-à-dire dont les femelles sont affectées d'un arrêt obligatoire de l'activité ovarienne (diapause), au cours de l'hiver. A partir de l'automne jusqu'au printemps, soit pendant six mois au moins, ces femelles refusent le sang; elles s'entretiennent exclusivement alors grâce aux ressources particulièrement développées de leur corps adipeux.

Si le plus grand nombre des peuplements européens du Moustique anautogène *pipiens pipiens* paraissent appartenir à ce type biologique hétérodyname, les observations présentées ci-après montrent que, cependant, celui-ci n'est pas général dans nos régions. L'un de nous a recueilli, en janvier dernier et à diverses autres périodes de la saison froide, dans une cave humide et obscure, à Condé-sur-Ifs (Calvados), de nombreuses femelles de *pipiens* qui se sont montrées tout à fait distinctes du type rural habituel, par leur comportement. Lentes et, en apparence, peu mobiles, ces femelles, toutes à jeun, se trouvaient rassemblées au repos sur les parties ruisselantes d'humidité des murs de leur abri. Aucun mâle n'était présent. L'absence d'un développement hypertrophique du tissu adipeux, chez ces moustiques en cours d'hibernation conditionnelle, retenait immédiatement l'attention, comme les différenciant d'emblée des femelles physogastres bien connues du *pipiens* hétérodyname. Un certain nombre d'entre elles transportées dans une cagette au laboratoire (température : 16-18°) se montrèrent immédiatement aptes à piquer et à se nourrir de sang. Plusieurs se gorgèrent sur bras humain, appuyé contre la cagette; certaines même, placées dans une cage plus vaste ou même dans leur local originel d'hibernation, attaquèrent la main en vol libre. De telles manifestations d'anthropophilie sont exceptionnelles chez le *pipiens* rural, qui, même en période active, est très généralement considéré comme ne piquant jamais l'Homme.

Cependant, les réactions anthropophiles de cette souche normande de *pipiens* sont beaucoup moins accusées que celles du *pipiens berbericus* du Midi de la France, dont Callot et Daô van Ty ont bien marqué les tendances agressives.

Malgré l'éventualité d'attaques dirigées vers l'entourage humain, les préférences trophiques du *pipiens* de Condé-sur-Ifs sont particulièrement orientées vers l'ornithophilie. C'est ainsi que sur un lot de 40 femelles placées dans une cage de 1/10ᵉ de mètre cube, en présence d'un canari, le 21 janvier, 22 ont été reconnues comme ayant ingéré du sang de l'oiseau, au cours de la nuit. Sur les 15 femelles du lot demeurées non gorgées, trois acceptèrent de le faire le surlendemain. De nombreuses pontes ont été obtenues, après un seul repas de sang, quelques jours plus tard, en janvier-février. Comme il est de règle, les nacelles de ponte après alimentation au sang humain étaient plus petites et renfermaient un nombre d'œufs moindres (moyenne : 75) que celles obtenues avec le sang d'oiseau ($m = 151$).

Les femelles du gîte d'hiver de notre souche normande ont manifesté des besoins hygrométriques élevés. Placées dans des conditions semblables à celles de leur station naturelle, en local obscur, saturé d'humidité, certaines purent être maintenues pendant plus d'un mois à 15-16° C, sans autre alimentation que de l'eau. Mais la mort est survenue en quelques

jours après réchauffement du local (+ 20° C) et réduction de l'humidité. Dans le gîte naturel, une visite de contrôle, le 22 avril dernier, a fait ressortir également la mort de la plupart des hivernantes, à cette époque.

Du point de vue de ses caractères extérieurs, le *pipiens* de Normandie dépourvu de diapause ne diffère pas du type rural, à diapause. On note, chez les femelles, la présence d'incisions latérales claires à la face ventrale de l'abdomen, ainsi que la ligne médiale habituelle de ponctuations noires.

Chez les mâles, la longueur des palpes (moins le cinquième article) dépasse légèrement celle de la trompe (4 % en moyenne). Les variations individuelles importantes qu'on constate souvent, à ce point de vue, dans les peuplements du *pipiens* rural, n'ont pas été observées. Cette homogénéité dans les caractères extérieurs permet d'affirmer la pureté raciale de notre souche homodyname de *Culex*, fait que confirme, d'autre part, l'absence ou la rareté extrême dans les pontes de larves *léthales*, ou d'anomalies évolutives imputables à des interférences d'ordre génétique, avec d'autres biotypes du *pipiens*.

La structure des processus du mésosome est du type *pipiens pipiens*.

L'indice maxillaire mesuré sur 48 femelles = 10,88 ± 0,10, avec maximum de fréquence pour les individus à 11 dents. Dans les mêmes conditions d'élevage, une souche de *Culex* autogène, examinée comparativement, a fait ressortir une moyenne de 11,07 ± 0,22.

Ce fait est en accord avec les remarques formulées récemment par H. Gaschen [2] suivant lesquelles les représentants ornithophiles du complexe *pipiens* présentent, dans l'ensemble, un armement maxillaire moindre que celui des anthropophiles (autogènes).

Chez les larves au quatrième stade du *pipiens* homodyname, l'indice du siphon est, comme pour le *pipiens* rural, un peu plus élevé ($m = 5$) que chez les larves d'autogènes.

Au point de vue de ses aptitudes spatiales d'accouplement, le *pipiens* de Condé-sur-Ifs s'est manifesté comme un eurygame typique. Il n'a pas été possible d'en constater la reproduction dans des cages de 1/10ᵉ de mètre cube, malgré la présence de nombreux mâles.

Dans un local de plus de 1 m^3, par contre, plusieurs générations du Moustique ont pu être entretenues.

Par l'ensemble de ses particularités biologiques le *pipiens* rural sans diapause de Normandie peut être considéré comme représentant un biotype spécial qui prend sa place, à côté du biotype hétérodyname, dans le faisceau complexe d'individualités spécifiques ou raciales déjà reconnues chez le Moustique commun.

(1) V. E. Roubaud, *Ann. Sc. Nat. Zool.*, 16, 1933, p. 193.

(2) *Bull. Soc. Vaudoise des Sciences naturelles*, 66, 15 septembre 1955, p. 125-140.

TÉRATOGENÈSE EXPÉRIMENTALE. — *Sur diverses malformations coexistant avec des hémorragies localisées obtenues à l'aide d'un choc thermique chez l'embryon de Poule.* Note (*) de M. **Paul Ancel.**

Un choc thermique chez l'embryon de Poule peut déterminer des œdèmes ou hémorragies localisés semblables à ceux qui ont été expérimentalement ou génétiquement obtenus chez des embryons de Lapin et de Rat et ont manifesté un pouvoir tératogène.

Nous avons précédemment signalé ([1]) que le refroidissement temporaire de l'œuf de Poule au cours de l'incubation déterminait fréquemment des malformations des paupières et plus rarement le bec de lièvre. Il a aussi déterminé des malformations des membres dans les conditions suivantes : Des œufs de Leghorn blanches incubés à 38° pendant 4 ou 5 jours sont placés dans un local où la température oscille entre 17 et 21° pendant 2 ou 3 jours puis remis à la couveuse. Une petite fenêtre avait été ouverte dans la coquille après 3 jours d'incubation et fermée par un ruban adhésif. Ce traitement a fait apparaître des hémorragies localisées aux doigts ou aux orteils ou à la face ventrale des palettes terminales des membres. Certaines d'entre elles s'étendaient sur le segment radiocubital ou tibiopéronier, d'autres enfin englobaient tout le bourgeon du membre. Elles constituaient des vésicules renfermant du sang paraissant pur dans certains cas tandis que dans d'autres le sang était mélangé à de l'œdème en quantité plus ou moins grande, le sang étant même parfois localisé à une petite région de la boule œdémateuse ou même absent. Ces hémorragies et œdèmes localisés s'accompagnaient de diverses malformations des membres : hémimélie (absence de la partie terminale); ectrodactylie (patte à trois orteils); syndactylie entre deux orteils unis par une membrane sur toute leur longueur; syndactylie par accolement de deux ou de tous les orteils entre eux; atrophie d'un ou de plusieurs orteils possesseurs de griffes ou au contraire absence de la partie terminale plus ou moins étendue d'un ou de plusieurs orteils ou des doigts.

268 œufs ont été temporairement refroidis, 50 malformations des membres ont été observées soit 18,7 %. Mais sur les 50 cas, 16 seulement étaient accompagnés d'hémorragies (soit 32 %). Dans les cas sans hémorragie ni œdème (68 %), les mêmes malformations ont été observées avec en outre un cas de dédoublement du premier orteil.

Le choc thermique a aussi produit dans ces mêmes expériences des atrophies plus ou moins accusées du demi-bec inférieur. Nous avons observé 10 cas dans lesquels ce demi-bec inférieur laissait à nu au moins la moitié de la surface inférieure du demi-bec supérieur. Dans un seul des cas de micrognathie inférieure observés nous avons trouvé une vésicule hémor-

ragique située non à l'extrémité, mais sous le demi-bec inférieur atrophié. Ces 10 cas ont tous été observés sur des embryons provenant d'œufs refroidis du 5e au 7e jour (1 cas sur 44 œuf), du 5e au 8e jour (5 cas sur 75 œufs) et du 6e au 8e jour (4 cas sur 39 œufs). Le seul cas avec hémorragie a été obtenu après refroidissement du 5e au 7e jour.

Le choc thermique a encore fait apparaître dans quelques cas de petites vésicules œdémateuses ou hémorragiques sur la tête au-dessus des yeux ou des vésicules œdémateuses plus ou moins volumineuses situées sur les parties latérales de la tête, au voisinage de l'orifice auditif ou sur le cou dont certaines intéressaient plus d'une moitié de la longueur de la face latérale. Dans les régions où se trouvaient ces boules œdémateuses le duvet était toujours absent même chez des embryons arrivés au 20e jour d'incubation.

Nous avons enfin observé des boules d'œdème ne renfermant que peu ou pas de sang situées sur l'œil qu'elles masquent totalement ou presque. Leur saillie écarte les paupières qui sont ou non normalement développées. Ces boules d'œdème réalisent des malformations de l'œil dont la description sera faite ultérieurement.

Certains de nos résultats sont à rapprocher de ceux que Jost [2], [3] a obtenus en injectant à des fœtus de rat de 16 à 17 jours directement à travers la paroi utérine, des solutions de diverses substances hormonales. Des lésions apparaissaient à la suite de processus locaux comportant successivement l'œdème avec parfois développement d'ampoules claires, puis de volumineuses ampoules hémorragiques et enfin la nécrose.

Les substances utilisées « provoquent, dit l'auteur au niveau des extrémités (membres, queue, langue, etc.) des hémorragies suivies de nécrose pouvant entraîner l'amputation congénitale ou la déformation des extrémités ». Des injections faites à des embryons plus jeunes (14 jours) ont fait apparaître des ampoules claires sur le dos ou sur la tête, mais non à l'extrémité des membres.

Jost rappelle, en outre, que d'après certains auteurs [4], [5] les lésions des membres héréditairement transmises dans certaines lignées de lapins et de souris seraient déterminées par des œdèmes localisés et plus ou moins hémorragiques.

Martinet [6] a observé chez des embryons de rat des hémorragies situées habituellement au niveau des pattes postérieures, mais aussi aux pattes antérieures et à la queue. Elles gonflent et durcissent les tissus et à leur contact l'épiderme peut être détruit au niveau de sa face profonde. Ces hémorragies localisées ont été observées dans de fortes proportions (20 à 36 %) après carence en diverses vitamines (K, E, P, B) l'acide folique et l'acide pantothénique. Dans un cas elles ont réalisé une amputation. Diverses expériences ont amené Martinet à la conclusion que les hémor-

ragies sont dues à une insuffisance en acide linoléique qui, injecté à faible dose, a empêché ces hémorragies d'apparaître.

Jost a proposé le terme d'acroblarpie (ακρος : situé à l'extrémité et βλαπφω : nuire à, léser) pour caractériser le mécanisme qui par l'intermédiaire d'hémorragies localisées déterminerait des malformations, mécanisme consistant en une régression secondaire d'extrémités déjà bien ébauchées, en opposition avec le mécanisme de l'arrêt de développement plus ou moins précoce par lequel se réalisent habituellement les malformations déterminées par de nombreux agents physiques et chimiques.

Ce terme d'acroblapsie ainsi défini ne pourrait convenir qu'à certaines des malformations que nous avons obtenues au cours de nos expériences, telle l'absence de la phalange unguéale d'un orteil ou de plusieurs phalanges de la partie distale ou l'absence d'un doigt ou d'un orteil, ou de la partie distale d'un membre ou de tout le membre, les parties manquantes étant remplacées par une hémorragie localisée.

Ce terme ne convient plus dans les cas où un ou plusieurs orteils sont atrophiés avec conservation des griffes et hémorragie à la face plantaire, la malformation ne portant pas sur l'extrémité distale de l'ébauche lésée et étant due à un arrêt plus ou moins précoce de développement. Il ne convient pas non plus pour les mêmes raisons aux cas de syndactylie.

Ne peuvent enfin être considérés comme relevant de l'acroblapsie les cas d'absence du duvet au niveau d'œdèmes ou d'hémorragies localisés à certaines régions de la tête ou du corps, cette absence étant due à une agénésie.

Pour ces cas de malformations dues à une hémorragie et réalisés par le mécanisme habituel d'arrêt de développement nous proposons le terme d'hémoblapsie.

Nous sommes ainsi amenés à conclure qu'un choc thermique peut produire chez l'embryon de poule des malformations par acroblapsie et par hémoblapsie, mais qu'il peut aussi en réaliser malgré l'absence d'hémorragies localisées.

(*) Séance du 12 juin 1957.
(1) *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 1857.
(2) A. Jost, *Comptes rendus*, **236**, 1953, p. 1510.
(3) A. Jost, *Arch. Franç. Pédiatrie*, **10**, 1953, p. 8.
(4) H. J. Bagg, *Amer. J. Anat.*, **43**, 1929, p. 167.
(5) H. S. N. Greene et J. A. Saxton, *J. Exp. Med.*, **69**, 1939, p. 301.
(6) *Arch. Franç. Pédiatrie*, **10**, 1953, p. 2.

M. **Louis de Broglie** dépose sur le Bureau de l'Académie la *Connaissance des temps ou des mouvements célestes à l'usage des astronomes et navigateurs pour l'an* 1959, publiée par le Bureau des Longitudes.

L'Ouvrage suivant est présenté par M. **René Fabre** :

Collection des Universités de France publiée sous le patronage de l'Association Guillaume Budé. *Aristote. Les parties des animaux.* Texte établi et traduit par Pierre Louis.

LECTURES.

M. **Pierre-Paul Grassé** est désigné pour faire une *Lecture* en la séance solennelle des cinq Académies, le 25 octobre 1957.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Henry Guerlac. 1° *A Note on Lavoisier's Scientific Education*; 2° *Joseph Priestley's First Papers on Gases and Their Reception in France.*

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur une identité opérationnelle et la fonction hypergéométrique.* Note (*) de M. **Donald Livingston**, transmise par M. Henri Villat.

On sait qu'il y a huit relations exprimant la dérivée d'ordre n d'un produit de la forme

$$z^k(1-z)^l F(a, b; c; z)$$

au moyen des fonctions de cette même espèce [1]. Sauf les plus simples, on les trouve, depuis C. G. J. Jacobi [2], en utilisant l'équation réduite

$$D[z(1-z)MDu] = ab\,Mu.$$

Mais, bien que cette méthode donne les résultats cherchés, elle n'a ni l'avantage d'indiquer pourquoi ils ont lieu, ni celui de mettre en évidence leur symétrie relativement aux solutions de Kummer. Nous allons montrer comment on peut obvier à ces inconvénients en s'appuyant sur le lemme suivant.

Lemme. — *Soit $z = f(t)$, $\varphi_n(z)$, $\psi_n(t)$; des fonctions telles que l'identité opérationnelle*

(i) $$D_z^n \varphi_n(z) = \psi_x(t) D_t^n$$

a lieu pour une valeur de $n \neq 1$. On a donc :

(i) *z est nécessairement fonction homographique de t;*

(ii) $f(t)=(\alpha t+\beta)/(\gamma t+\delta)$, $\gamma\neq 0$, *étant donnée, les* $\varphi_n(z)$, $\psi_n(z)$ *sont bien déterminées, à un multiplicateur constant près, et une identité de la forme* (1) *est valable pour tout nombre* $n=1, 2, \ldots$, *à savoir*

$$|A|\, D_z^n(\gamma' z+\delta')^{n-1}=(\gamma t+\delta)^{n+1} D_t^n, \tag{2}$$

où A *est la matrice de la transformation de* t *à* z *et* γ', δ' *sont les éléments de* adj A *correspondants à* γ, δ *de* A;

(iii) *si, en conservant les notations de* (ii), *on pose* $\gamma=0$, (2) *est encore valable, mais les* φ_n, ψ_n *peuvent s'affecter de constantes additives.*

En effet, (i) s'établira facilement en opérant avec les deux membres de (1) sur une fonction $\chi(z)$ et en égalant les coefficients de $\chi^{(n)}$, de $\chi^{(n-1)}$ et de $\chi^{(n-2)}$. Pour effectuer le calcul il est utile de remarquer que $D_t^n\chi(z)$ tiendra le terme $\left(\frac{dz}{dt}\right)^{\Sigma a_i}\prod_{i=1}^{n}\chi^{(i)a_i}$, pour toute partition $[i^{a_i}]$ de n, avec le coefficient $n!/1!^{a_1}\,2!^{a_2}\ldots a_1!\,a_2!\ldots$. On en déduira l'équation $f'f'''=(3/2)f''^2$.

Quant à (ii) et (iii), on peut démontrer (2) par induction directe et l'on verra l'unicité après avoir remarqué que φ_n doit être un polynome de degré $n-1$ au plus et que les couples (φ_n, ψ_n) forment un espace linéaire de rang $r\leq n$, de façon que, si $r\neq 1$, il est loisible de supposer qu'il y a des φ_n de degré moindre que $n-1$, ce qui entraîne $f^{(n)}=0$, d'où $\gamma=0$.

Cela posé, nous pouvons écrire généralement, en tenant compte des relations 2.8(20), (22) de ([1]) (qui n'expriment que les résultats de différentiations immédiates),

$$|A|\, D_z^n\left[(\gamma' z+\delta')^{n-1} F\left(a, b, c; \frac{\alpha' z+\beta'}{\gamma' z+\delta'}\right)\right] = \frac{(a)_n(b)_n}{(c)_n}(\alpha t+\beta)^{n+1} F(a+n, b+n; c+n; t) \tag{3}$$

et

$$|A|\, D_z^n\left[(\gamma' z+\delta')^{n-c}(\alpha' z+\beta')^{c-1} F\left(a, b; c; \frac{\alpha' z+b'}{\gamma' z+\delta'}\right)\right] = (c-n)_n t^{c-1-n} F(a, b; c-n; t) \tag{4}$$

qui seront des relations jacobiennes toutes les fois que la fonction hypergéométrique à gauche peut s'exprimer comme multiple d'une $F(a', b'; c'; z)$. Mais, selon la théorie de l'équation différentielle, ou également selon des symétries des solutions de Kummer, ceci aura lieu précisément quatre fois et les formules (3) et (4) donneront toutes les relations cherchées.

Donnons à titre d'exemple, l'une d'entre elles :

$$-D_z^n(1-z)^b(z-1)^{n-1}F=\frac{(c-a)_n(b)_n}{(c)_n}F\left(c-a+n, b+n; c+n; \frac{z}{z-1}\right)(1-t)^{n+1} = \frac{(c-a)_n(b)_n}{(c)_n}(1-z)^{b-1}F(a, b+n; c+n; z).$$

(*) Séance du 12 juin 1957.

(1) A. Erdélyi et al., *Higher transcendental functions*, 1, Mc Graw-Hill, 1953, p. 102.

(2) *Gesammelt Werke*, VI, S. 192.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Théorie de l'intégration.* Note (*) de M. Marc Zamansky, présentée par M. Jean Leray.

Suite d'une Note présentée le 12 juin 1957.

Nous faisons maintenant l'hypothèse supplémentaire suivante qui vient s'ajouter aux quatre hypothèses (I_1), (I_2), (I_3), (I_4) [*cf.* (1)].

(I_5) *Pour tout* $O \in \mathcal{B}$, *existe un compact contenant* O.

On peut alors démontrer le lemme suivant :

Lemme 2. — *Soit* (φ_n) *une suite de fonctions de* Φ, ≥ 0, *décroissante. Si* $\lim_{n\infty} \varphi_n(x) \underset{\text{p.p.}}{=} 0$, *alors* $\lim_{n\infty} \int \varphi_n \, d\mu = 0$. (*La réciproque est vraie.*)

Les supports des φ_n sont tous contenus dans un support de φ_1, donc d'après (I_5) dans un compact.

On remarquera que ce lemme signifie que les suites φ_n considérées forment une suite de Cauchy.

De ce lemme nous déduisons :

Théorème 2. — *Si* (φ_n) *est une suite de Cauchy de* Φ *et si* $\varphi_n(x)$ *converge presque partout vers zéro,* $\| \varphi_n \| = \int |\varphi_n| \, d\mu$ *tend vers zéro.*

Ce théorème signifie que le lemme 2 est valable lorsqu'on remplace l'hypothèse « φ_n est une suite décroissante » par « φ_n est une suite de Cauchy ».

1° Si a_1, a_2, ..., sont des nombres réels, soit

$$a_{1,2} = \sup(a_1, a_2), \qquad \ldots, \qquad a_{1,p+1} = \sup(a_{1,p}, a_{p+1})$$

on a par récurrence :

$$a_{1,p+1} = \frac{a_1}{2^p} + \frac{a_2}{2^p} + \frac{a_3}{2^{p-1}} + \ldots + \frac{a^p}{2^2} + \frac{a_{p+1}}{2} + \theta(r_{1,p} + \ldots + r_{p,p});$$

ou

$$r_{1,p} = \frac{|a_1 - a_2|}{2} + \frac{|a_1 - a_3|}{2^2} + \ldots + \frac{|a_1 - a_{p+1}|}{2^p},$$

$$r_{m,p} = \frac{|a_m - a_{m+1}|}{2^2} + \frac{|a_m - a_{m+2}|}{2^3} + \ldots + \frac{|a_n - a_{p+1}|}{2^{p-n+2}} \qquad (m = 2, 3, \ldots, p)$$

et $|\theta| \leq 1$.

2° De (φ_n) on peut extraire une suite (φ_{n_p}) telle que $\| \varphi_{n_p} - \varphi_{n_{p+1}} \| < \varepsilon_p$ où les ε_p sont > 0 et $\sum \varepsilon_p < +\infty$. Pour ne pas surcharger les notations, cette suite (φ_{n_p}) est désignée par (φ_p).

Soit $\psi_{p,q} = \sup(\varphi_p, \varphi_{p+1}, \ldots, \varphi_q)(q > p)$. *Les intégrales* $\int \psi_{p,q}\, d\mu$ *sont bornées.* Soit en effet

$$\Lambda = \lim_{p\infty} \int \varphi_p\, d\mu \qquad \text{et} \qquad \left| \int \varphi_n\, d\mu - \Lambda \right| < \varepsilon \qquad \text{si} \quad n > \nu(\varepsilon).$$

D'après les expressions des $r_{m,p}$ où l'on remplace a_k par $\varphi_{p+k}(x)$, on a

$$\int (r_{p,q-1} + \ldots + r_{p+m,q-1})\, d\mu \leqq \varepsilon_p + \frac{1}{2} \sum_{p+1}^{\infty} \varepsilon_k.$$

D'autre part

$$\left| \int \left(\frac{\varphi_p}{2^{q-p}} + \frac{\varphi_{p-1}}{2^{q-p}} + \frac{\varphi_{p-2}}{2^{q-p-1}} + \ldots + \frac{\varphi_q}{2} \right) d\mu - \Lambda \right| < \varepsilon \qquad (q > p \geqq \nu).$$

Donc

$$\left| \int \psi_{p,q}\, d\mu - \Lambda \right| < \varepsilon + \varepsilon_p + \frac{1}{2} \sum_{p+1}^{\infty} \varepsilon_k.$$

De plus $(\psi_{p,q})_{q \in \mathrm{N}}$ est une suite croissante (p fixé). Donc $\int \psi_{p,q}\, d\mu$ a une limite finie quand q devient infini : $\mathrm{A}_p = \lim_{q\infty} \int \psi_{p,q}\, d\mu$. Et $\int \psi_{p,q}\, d\mu \leqq \mathrm{A}_p (q < p)$; $(\psi_{p,q})_{q \in \mathrm{N}}$ est une suite de Cauchy. D'ou $\lim_{p\infty} \mathrm{A}_p = \mathrm{A}$.

3° A tout p, associons q_p croissant avec p, tel que $\int \psi_{p,q_p}\, d\mu > \mathrm{A}_p - (\varepsilon/2^p)$. Soit $\gamma_p = \inf(\psi_{1,q_1}, \ldots, \psi_{p,q_p})$. On démontre par récurrence que

$$\int \gamma_p\, d\mu > \mathrm{A}_p - \left(1 - \frac{1}{2^p}\right) \varepsilon.$$

On a en effet

$$\psi_{p-1,q_{p-1}} \leqq \psi_{p-1,q_p}, \qquad \psi_{p,q_p} \leqq \psi_{p-1,q_p}, \qquad \sup(\gamma_{p-1}, \psi_{p,q_p}) \leqq \psi_{p-1,q_p}.$$

D'où

$$\gamma_p \geqq \gamma_{p-1} + \psi_{p,q_p} - \psi_{p-1,q_p} \qquad \text{et} \qquad \int \gamma_p\, d\mu \geqq \mathrm{A}_p - \left(1 - \frac{1}{2p}\right) \varepsilon.$$

4° Si $\varphi_p(x)$ tend vers zéro p. p., $\gamma_p(x)$ aussi tend vers zéro presque partout car $\gamma_p < \psi_{p,q_p}$ et $\psi_{p,q_p} = \sup(\varphi_p, \ldots, \varphi_{q_p})$.

5° Enfin, d'après le lemme 2, γ_p étant une suite décroissante de fonctions de Φ, $\lim_{p\infty} \int \gamma_p\, d\mu = 0$.

En résumé : à partir d'une famille $\mathcal{B}$ d'ouverts de $\mathcal{E}$ satisfaisant à cinq conditions et l'espace normé Φ avec $\|\varphi\| = \int |\varphi|\, d\mu$, on définit les fonctions numériques f intégrables sur $\mathcal{E}$ comme limites presque partout sur $\mathcal{E}$ des suites φ_n de Cauchy de Φ. L'intégrale de f est $\int f\, d\mu = \lim_{n\infty} \int \varphi_n\, d\mu$. $\|f\| = \int |f|\, d\mu$ est une norme et définit l'espace L qui est *complet*.

(A partir de là on peut définir les ensembles mesurables c'est-à-dire étendre la mesure μ définie pour la famille $\mathcal{B}$).

On démontre immédiatement le théorème suivant :

THÉORÈME. — *Si* (f_n) *est une suite de Cauchy dans* L, *existent un élément* f *de* L, *tel que* $\lim_{n} \int f_n \, d\mu = \int f \, d\mu$ *et une suite* (f_{n_k}) *extraite de* (f_n) *qui converge presque partout vers* f.

Comme cas particulier, on obtient le théorème de B. Lévi : Si (f_n) est une suite croissante et si $\int f_n \, d\mu$ est borné, $\lim_{n,\, m\, \infty} \int (f_n - f_m)\, d\mu = 0$; mais comme $|f_n - f_m| = \pm (f_n - f_m)$, $\lim_{m,\, n\, \infty} \| f_n - f_m \| = 0$. Donc (f_n) est une suite de Cauchy. Comme elle est monotone, elle converge presque partout vers $f \in$ L et $\lim_{n\, \infty} \int f_n \, d\mu = \int f \, d\mu$.

(*) Séance du 12 juin 1957.

(1) *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 2882.

GÉOMÉTRIE DIFFÉRENTIELLE. — *Sur les transformations analytiques des variétés kählériennes compactes.* Note de M. **André Lichnerowicz**, présentée par M. Joseph Pérès.

Caractérisation des transformations infinitésimales (t. i.) analytiques. Toute t. i. conforme est analytique, donc isométrique pour une dimension > 2. Si $R = \text{const.}$, l'algèbre des t. i. analytiques est engendrée par les isométries infinitésimales et leurs images par $\mathcal{J}$ (1).

Sur une variété kählérienne compacte V_{2n} de dimension réelle $2n$, soit $(z^\alpha, z^{\alpha^*} = \bar{z}^\alpha)$ (α, tout indice grec $= 1, \ldots, n$; $\alpha^* = \alpha + n$) un système de coordonnées locales analytiques; la métrique de V_{2n} peut être représentée localement par

$$ds^2 = 2 g_{\alpha\beta^*} \, dz^\alpha \, dz^{\beta^*}$$

et la 2-forme fondamentale par

$$F = i g_{\alpha\beta^*} \, dz^\alpha \wedge dz^{\beta^*}.$$

Une transformation infinitésimale (t. i.) de V_{2n} sera définie ici par la 1-forme réelle ξ avec laquelle le champ de vecteurs correspondant peut être identifié par la dualité définie par la métrique. Une t. i. de V_{2n} est dite *analytique* si elle laisse invariante la structure complexe de V_{2n}. Si ξ définit une t. i. analytique, il en est de même de $\mathcal{J}\xi$ (où $\mathcal{J}$ est l'opérateur défini par la structure complexe). Toute isométrie infinitésimale est analytique. Nous désignons par M l'opérateur sur les p-formes α défini par

$$M\alpha(v_1, \ldots, v_p) = \sum_{k=1}^{p} \alpha(v_1, \ldots, \mathcal{J} v_k, \ldots, v_p),$$

cet opérateur satisfait aux relations ([2]).

(1) $$dM - Md = -[\delta e(F) - e(F)\delta]; \qquad \delta M - M\delta = di(F) - i(F)d,$$

où e et i sont les symboles de produit extérieur et produit intérieur. Si ξ est analytique $M\,d\xi = 0$.

1. A toute 1-forme réelle ξ associons le tenseur réel $a(\xi)_{ij}$ (i, j, tout indice latin $= 1, \ldots, 2n$) défini par

$$a(\xi)_{\alpha\beta} = \nabla_\alpha \xi_\beta, \qquad a(\xi)_{\alpha\beta^*} = 0, \qquad a(\xi)_{\alpha^*\beta^*} = \nabla_{\alpha^*}\xi_{\beta^*}$$

et la 1-forme $\mu(\xi)$ telle que

$$\mu(\xi)_i = \xi^j a_{ij}.$$

Si Q désigne l'opérateur de Ricci défini par $\xi_i \to 2R_{ij}\xi^j$ (où R_{ij} est le tenseur de Ricci), on a

(2) $$(\Delta\xi - Q\xi)_i = -2\nabla^j a(\xi)_{ji}.$$

On en déduit

(3) $$2\delta\mu(\xi) = (\Delta\xi - Q\xi, \xi) - 4(a(\xi), a(\xi)).$$

Pour que ξ définisse une t. i. analytique, il faut et il suffit que $a(\xi) = 0$. En intégrant (3) sur V_{2n} il vient :

Théorème 1. — *Sur une variété kählérienne compacte on a pour toute 1-forme* ξ

(4) $$\langle \Delta\xi - Q\xi, \xi \rangle = 4\langle a(\xi), a(\xi) \rangle.$$

Pour que la 1-forme ξ définisse une t. i. analytique, il faut et il suffit qu'elle satisfasse

(5) $$\Delta\xi = Q\xi.$$

Si ψ désigne la 2-forme de Chern de V_{2n}, (5) peut s'écrire $\Delta\xi = 4\pi\iota(M\xi)\psi$. Par différentiation, on voit en utilisant ([1]) que toute t. i. analytique laissant ψ invariante est une isométrie infinitésimale.

J'ai démontré ailleurs ([3]) que pour qu'une 1-forme ξ définisse une t. i. conforme sur une variété riemannienne compacte V_m, il faut et il suffit que

$$\Delta\xi + \left(1 - \frac{2}{m}\right) d\delta\xi = Q\xi.$$

Si ξ désigne une t. i. *conforme* d'une variété kählérienne V_{2n} il résulte de (4)

$$\left(1 - \frac{2}{m}\right)\langle \delta\xi, \delta\xi \rangle = 4\langle a(\xi), a(\xi) \rangle,$$

d'où la nullité des deux membres.

THÉORÈME 2. — *Sur une variété kählérienne compacte V_{2n} de dimension $2n$ supérieure à 2, le plus grand groupe connexe de transformations conformes coïncide avec le plus grand groupe connexe d'automorphismes de la structure kählérienne. Pour la dimension 2, il coïncide avec le plus grand groupe connexe de transformations analytiques.*

2. Soit L l'algèbre de toutes les t. i. analytiques. Si L_1 est l'algèbre des isométries infinitésimales, $L_2 = L_1 + ML_1$ est une sous-algèbre de l'algèbre complexe L. Il existe un homomorphisme naturel de la complexifiée L_1^C de L_1 sur L_2 dont le noyau est défini à partir des 1-formes à dérivée covariante nulle (1-forme définissant une isométrie et dont l'image par M définit une isométrie). Si $c_1(V_{2n})$ est la dimension de l'espace de ces 1-formes, $\dim L_2 = 2\dim L_1 - c_1(V_{2n})$.

Soit ξ une t. i. analytique. Posons $\xi = \eta + \zeta$ (η cofermée, ζ homologue à 0); ξ étant analytique, $Md\xi = 0$ et par suite $Md\eta = 0$. De (1) appliquée à η, il résulte $dM\eta = 0$. D'autre part :

$$\delta Q\eta = -i(\eta)\,dR - 2R^{\alpha\beta^*}(\nabla_\alpha \eta_{\beta^*} + \nabla_{\beta^*}\eta_\alpha).$$

Si R = const., $\delta Q\eta = 0$. De (4) appliquée à ζ, il résulte, $\Delta\zeta - Q\zeta$ étant cofermée et ζ homologue à 0, que ζ définit une t. i. analytique. Il en résulte $L_2 = L$.

THÉORÈME 3. — *Sur une variété kählérienne compacte à courbure scalaire constante, l'algèbre de toutes les transformations infinitésimales analytiques est engendrée par les isométries infinitésimales et leurs images par $\mathcal{J}$. C'est une algèbre réductive* ([4]).

On en déduit :

COROLLAIRE. — *Sur une variété kählérienne compacte à courbure scalaire constante de dimension $2n$, la dimension du plus grand groupe de transformations analytiques a pour maximum $2(n^2+2n)$. Ce maximum n'est atteint que pour* PC(n).

De (4) on déduit encore : si $b_1(V_{2n}) = 0$, toute isométrie infinitésimale est donnée par $Md\varphi$ (φ, 0-forme) où φ est une solution de $\Delta\Delta\varphi = \delta Q d\varphi$. Le crochet $[\varphi_1, \varphi_2] = 2i(F)\,d\varphi_1 \wedge d\varphi_2$ définit sur l'espace des solutions de cette équation une structure d'algèbre isomorphe à L_1.

([1]) Cette Note généralise Y. MATSUSHIMA, *Nagoya Math. J.*, 11, 1957, p. 145-150.

([2]) LICHNEROWICZ, *Théorie globales des connexions*, p. 272, Cremonese, 1955.

([3]) A. LICHNEROWICZ, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 726.

([4]) Pour la réductivité *voir* ([1]).

GÉOMÉTRIE DIFFÉRENTIELLE. — *Espace des tenseurs de type adjoint. Homomorphismes.* Note de M. **André Aragnol**, présentée par M. Joseph Pérès.

Détermination à partir d'un couple d'homomorphismes (φ, h) de tous les couples (φ^1, h^1) tels que $\varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})} = \varphi^1_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}$, $\varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})} = \varphi^1_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}$ et $\varphi_{C(E)} = \varphi^1_{C(E)}$. Existence, sous certaines conditions, de couples (φ, h) déterminant des homomorphismes $\varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}$, $\varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}$, $\varphi_{C(E)}$ donnés (début de la démonstration) [1].

1. *Homomorphismes.* — On vérifie facilement les résultats suivants :

Proposition 1. — *L'image par h d'un chemin ω-horizontal est $\varphi_{C(E)}(\omega)$-horizontal.*

Proposition 2. — *Soit $s \in G'$ et D_s la translation à droite sur $\mathcal{E}'$ définie par s. Les homomorphismes $\varphi^1_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}$, $\varphi^1_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}$ et $\varphi^1_{C(E)}$ associés à*

$$\varphi^1 = \mathrm{Int}(s^{-1}) \circ \varphi \qquad et \qquad h^1 = D_s \circ h$$

coïncident avec les homomorphismes $\varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}$, $\varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}$, $\varphi_{C(E)}$ associés à (φ, h).

Proposition 3. — *Le champ normal $\Gamma = \Gamma(\varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}(\mathcal{L}^0(\mathcal{E})),\ \varphi_{C(E)}(\omega))$ est intégrable.*

Proposition 4. — *L'espace fibré des algèbres de Lie de $\varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}(\mathcal{M}(\mathcal{E}))$ est $k(\varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}(\mathcal{L}^0(\mathcal{E}))$.*

Proposition 5. — *L'image par h d'une composante connexe $\mathcal{E}_0$ de $\mathcal{E}$ est une variété intégrale de Γ.*

En effet, $\mathcal{E}_0$ est engendré par les chemins horizontaux issus d'une composante connexe $\mathcal{E}_{x,0}$ d'une fibre $\mathcal{E}_x$ de $\mathcal{E}$. Or, si G_0 désigne la composante connexe de l'élément neutre de G, on a $h(\mathcal{E}_{x,0}) = h(y).\ \varphi(G_0)$ où y est un point quelconque de $\mathcal{E}_{x,0}$. Soient, d'autre part, V la variété intégrale de Γ passant par $h(y)$ et $V_{x,0}$ la composante connexe de $h(y)$ dans V_x. Il résulte de la proposition 4 que $V_{x,0} = \varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}(\mathcal{M}_{x,0}(\mathcal{E})).\ h(y)$ où $\mathcal{M}_{x,0}(\mathcal{E})$ est la composante connexe de l'identité dans $\mathcal{M}_x(\mathcal{E})$. Or $j_{\mathcal{M}}(h(y))\,(\varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}(\mathcal{M}_{x,0}(\mathcal{E}))) = \varphi(G_0)$. Le résultat annoncé se déduit alors de la proposition 1 et du fait que V est engendrée par les chemins $\varphi_{C(E)}(\omega)$-horizontaux issus de $V_{x,0}$.

Proposition 6. — *Si (φ, h) et (φ^1, h^1) sont tels que $\varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})} = \varphi^1_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}$, $\varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})} = \varphi^1_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}$ et $\varphi_{C(E)} = \varphi^1_{C(E)}$, il existe $s \in G'$ tel que $\varphi^1 = \mathrm{Int}(s^{-1}) \circ \varphi$ et $h^1 = D_s \circ h$.*

$h(\mathcal{E}_0)$ et $h^1(\mathcal{E}_0)$ sont en effet deux variétés intégrales de Γ. Soient $y \in \mathcal{E}_0$, $s \in G'$ défini par $h^1(y) = h(y).s$ et $y' = y.\sigma = m.y$ ($\sigma \in G$ et $m \in \mathcal{M}_x(\mathcal{E})$). On a : $h(y') = h(y).\varphi(\sigma) = (i_{\mathcal{M}}(h(y))\varphi(\sigma)).h(y)$. Ce qui entraîne

$$\varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}(m) = i_{\mathcal{M}}(h(y))\varphi(\sigma).$$

De même

$$\varphi^1_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}(m) = i_{\mathcal{M}}(h^1(y))\varphi^1(\sigma) = i_{\mathcal{M}}(h(y))\,\mathrm{Int}(s)\varphi^1(\sigma)$$

et, puisque $\varphi^1_{\mathcal{M}(\mathcal{E})} = \varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}$: $\varphi^1(\sigma) = \mathrm{Int}(s^{-1})\varphi(\sigma)$. Il suffit, pour démontrer la

proposition de vérifier que s ne dépend pas du choix de y. Pour des points de la même fibre $\mathcal{E}_x$, cela résulte de la commutativité des opérations de G et de $\mathcal{M}_x(\mathcal{E})$. Pour un point quelconque de $\mathcal{E}$, c'est une conséquence de la proposition 1 et de l'invariance de l'ensemble des chemins horizontaux par les translations à droite.

2. *Homomorphismes adjoints.* — Soit $\mathcal{R}$ l'espace des repères de $\mathcal{L}^0(\mathcal{E})$. C'est un espace fibré principal de groupe structural $\mathrm{Gl}(n, \mathrm{R})$. Soient $\underline{\underline{\mathcal{L}}}(\mathcal{R})$ l'espace des tenseurs de type adjoint de $\mathcal{R}$ et $\mathcal{M}l(\mathcal{R})$ l'homologue, pour $\mathcal{R}$, de $\mathcal{M}(\mathcal{E})$. Soient $a_{\mathcal{M}(\mathcal{E})} : \mathcal{M}(\mathcal{E}) \to \mathcal{M}l(\mathcal{R})$ et $a_{\mathcal{L}(\mathcal{E})} : \mathcal{L}(\mathcal{E}) \to \underline{\underline{\mathcal{L}}}(\mathcal{R})$ les homomorphismes adjoints. Il existe de plus un homomorphisme $a_{\mathrm{C(E)}} : \mathrm{C(E)} \to \mathrm{Cl(R)}$ où $\mathrm{Cl(R)}$ désigne le faisceau des connexions sur $\mathcal{R}$. Enfin, étant donnée une base $f = (f_i)$ de G, on posera $a_{\mathcal{E}}^f(y) = (j_{\mathcal{E}}(y) f_i)(i = 1, \ldots, n)$ et l'on notera $a^f : \mathrm{G} \to \mathrm{Gl}(n, \mathrm{R})$ l'homomorphisme adjoint de G, tel qu'il s'exprime par rapport à f.

Proposition 7. — *On a* $a_{\mathcal{E}}^f(y . s) = a_{\mathcal{E}}^f(y) . a^f(s)$.

Proposition 8. — *Si* $f^0 = (f_i^0)$ et $f_i^0 = \sum \mathrm{A}_i^j f_i$, *on a*

$$a_{\mathcal{E}}^{f^0} = \mathrm{D}_{\mathrm{A}} \circ a_{\mathcal{E}}^f \qquad \textit{et} \qquad a^{f^0} = \mathrm{Int}(\mathrm{A}^{-1}) \circ a^f, \qquad \textit{avec} \quad \mathrm{A} = (\mathrm{A}_j^i).$$

Proposition 9. — *Soient l et l' deux chemins ω-horizontaux d'origines y, $y' \in \mathcal{E}_x$ et se projetant sur un même lacet en x. Soient s et s' les translations à droite qu'ils déterminent. Si $a_{\mathcal{E}}^f(l) = a_{\mathcal{E}}^f(l')$, on a $s = s'$.*

3. Soient $\mathcal{E}(\mathfrak{X}, \mathrm{G})$ et $\mathcal{E}'(\mathfrak{X}, \mathrm{G}')$ deux espaces fibrés principaux et ω, ω' deux connexions sur $\mathcal{E}$ et $\mathcal{E}'$ respectivement. Soient n et n' les dimensions de G et G' et $\mathcal{R}$, $\mathcal{R}'$ les espaces des repères de $\mathcal{L}^0(\mathcal{E})$ et $\mathcal{L}'^0(\mathcal{E}')$. A ω et ω' sont associées les L(E)- et L'(E')-différentiations covariantes Δ et Δ', d'une part et, d'autre part, les connexions linéaires ϖ, ϖ' sur $\mathcal{R}$ et $\mathcal{R}'$. Ces dernières déterminent à leur tour les $\underline{\underline{\mathrm{L}}}$(R)- et $\underline{\underline{\mathrm{L}}}'$(R')-différentiations covariantes $\underline{\underline{\Delta}}$ et $\underline{\underline{\Delta}}'$. Nous supposons qu'il existe des homomorphismes associés $\varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})} : \mathcal{M}(\mathcal{E}) \to \mathcal{M}'(\mathcal{E}')$ et $\varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})} : \mathcal{L}(\mathcal{E}) \to \mathcal{L}'(\mathcal{E}')$ et que l'on a $\Delta' \circ \varphi_{\mathrm{L(E)}} = \varphi_{\mathrm{L(E)}} \circ \Delta$ et $\varphi_{\mathrm{L(E)}}(\Omega(\omega)) = \Omega(\omega')$. Nous supposons que G est connexe pour simplifier et nous nous proposons de chercher s'il est possible d'obtenir $\varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}$, $\varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}$ et $\varphi_{\mathrm{C(E)}}$ [défini par $\varphi_{\mathrm{C(E)}}(\omega) = \omega'$] à partir d'un couple d'homomorphismes $\varphi : \mathrm{G} \to \mathrm{G}'$ et $h : \mathcal{E} \to \mathcal{E}'$. Avant d'aborder ce problème, nous établirons le résultat intermédiaire suivant :

Proposition 10. — *Dans les conditions ci-dessus, si le groupe d'holonomie de $\overline{\omega}'$ est connexe, il existe un couple d'homomorphismes $\varphi^1 : \mathrm{G} \to \mathrm{G}l(n', \mathrm{R})$ et $h^1 : \mathcal{E} \to \mathcal{R}'$ tels que $h^1(y . s) = h^1(y) . \varphi^1(s) (s \in \mathrm{G}$ et $y \in \mathcal{E})$ et que les homomordhismes $a_{\mathcal{L}'(\mathcal{E}')} \circ \varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}$ et $a_{\mathcal{M}'(\mathcal{E}')} \circ \varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}$ coïncident avec les homomorphismes $\varphi^1_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}$, $\varphi^1_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}$ normalement associés à (φ^1, h^1), tandis que $\varphi^1_{\mathrm{C(E)}}(\omega) = \overline{\omega}'$.*

Posons

$$\varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}(\mathcal{L}(\mathcal{E})) = \mathcal{L}_\varphi, \qquad \varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}(\mathcal{M}(\mathcal{E})) = \mathcal{M}_\varphi, \qquad a_{\mathcal{L}'(\mathcal{E}')}(\mathcal{L}_\varphi) = \mathcal{L}_{a\varphi}$$

et

$$a_{\mathcal{M}'(\mathcal{E}')}(\mathcal{M}_\varphi) = \mathcal{M}_{a\varphi}.$$

Lemme 1. — *Le champ normal* $\Gamma(\mathcal{L}_{a\varphi}, \overline{\omega}')$ *est intégrable.*

On a en effet : $\Delta' \circ \varphi_{L(E)} = \varphi_{L(E)} \circ \Delta$, $\underline{\underline{\Delta}}' \circ a_{L'(E')} = a_{L'(E')} \circ \Delta'$, $\Omega(\omega') = \varphi_{L(E)}(\Omega(\omega))$ et $\Omega(\overline{\omega}') = a_{L'(E')}(\Omega(\omega'))$, ce qui montre que les conditions d'intégrabilité sont satisfaites. Il en résulte que $\mathcal{M}_{a\varphi}$ est fibré et que les algèbres de Lie de ses fibres s'identifient, par k, aux fibres de $\mathcal{L}^0_{a\varphi}$. Soit alors $\mathcal{I}^0(\mathcal{E})$ le noyau de $\varphi_{\mathcal{L}^0(\mathcal{E})}$.

Lemme 2. — *Il existe un idéal* I *de* $\underline{\mathrm{G}}$ *tel que* $j_{\mathcal{E}}(y)\,\mathcal{I}^0(\mathcal{E}) = \mathrm{I}$ *quel que soit* $y \in \mathcal{E}$.

Choisissons alors un repère $f = (f_i)$ de $\underline{\mathrm{G}}$ dont les m premiers vecteurs (f_α) $(\alpha = 1, \ldots, m)$ constituent une base de I. Posons $h^0(y) = (\rho'_{a-m})(a = m+1, \ldots, n)$ avec $\rho'_{a-m} = \varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}(\rho_a)$ et $(\rho_i) = a^f_{\mathcal{E}}(y)$ $(i = 1, \ldots, n$ et $y \in \mathcal{E})$. On a $h^0 : \mathcal{E} \to \overset{n}{\mathcal{R}}{}^{\overset{m}{\prime}}$.

Lemme 3. — $h^0(\mathcal{E})$ *est un espace fibré sur lequel* $\mathcal{M}_{a\varphi}$ *opère fibre à fibre de façon simplement transitive.*

Cela résulte essentiellement du fait que $\varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}$ et $\varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}$ sont associés. De plus, $(\mathcal{M}_{a\varphi})_x$ opère sur $(\mathcal{L}_\varphi)_x$ comme groupe adjoint de $(\mathcal{M}_\varphi)_x$.

Lemme 4. — *Si* $y' \in \mathcal{E}_{x'}$ *se déduit de* $y \in \mathcal{E}_x$ *par transport parallèle le long de* $\lambda_{xx'}$, $h^0(y')$ *se déduit également de* $h^0(y)$ *par transport parallèle le long de* $\lambda_{xx'}$.

Donnons-nous maintenant un repère $\rho' = (\rho'_{i'})$ $(i' = 1, \ldots, n')$ tel que $(\rho'_{a-m}) = h^0(y_0)$ $(y_0 \in \mathcal{E})$ et soit V la variété intégrale de $\Gamma(\mathcal{L}_{a\varphi}, \overline{\omega}')$ passant par ρ'.

Lemme 5. — *L'application* $\psi : \mathrm{V} \to \overset{n-m}{\mathcal{R}'}$, *définie par* $\psi(\rho'_{i'}) = (\rho'_{a-m})$ $(i' = 1, \ldots, n'$ *et* $a = m+1, \ldots, n)$, *est une application biunivoque de* V *sur* $h^0(\mathcal{E})$.

Cela résulte des lemmes 3 et 4.

On pose alors $h^1 = \psi^{-1} \circ h^0$ et l'on vérifie que $h^1(m.y) = a_{\mathcal{M}'(\mathcal{E}')}(\varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}(m)) . h^1(y)$. On montre alors facilement que l'équation $h^1(y.s) = h^1(y).\varphi^1(s)$ détermine un homomorphisme $\varphi^1 : \mathrm{G} \to \mathrm{G}l(n', \mathrm{R})$ indépendant de y. Il ne reste plus qu'à vérifier que $\varphi^1_{\mathcal{M}(\mathcal{E})} = a_{\mathcal{M}'(\mathcal{E}')} \circ \varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}$, $\varphi^1_{\mathcal{L}(\mathcal{E})} = a_{\mathcal{L}'(\mathcal{E}')} \circ \varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}$ et $\varphi^1_{C(E)}(\omega) = \overline{\omega}$.

On peut alors choisir un repère f' de G′ tel que $a^{f'}_{\mathcal{E}'}(\mathcal{E}') \supset h^1(\mathcal{E})$, de sorte qu'en notant γ et $\gamma_{\mathcal{E}'}$ les applications canoniques $\gamma : \mathrm{G}' \to \mathrm{G}'/\mathrm{H}'$ et $\gamma_{\mathcal{E}'} : \mathcal{E}' \to \mathcal{E}'|\mathrm{H}'$ (H' = centre de G′) on a :

Proposition 11. — *Dans les conditions de la proposition* 10, *si le groupe d'holonomie de* $\gamma_{C'(E')}(\omega')$ *est connexe, il existe un couple d'homomorphismes* $\varphi' : \mathrm{G} \to \mathrm{G}'/\mathrm{H}'$, $h' : \mathcal{E} \to \mathcal{E}'/\mathrm{H}'$ *tels que* $h'(y.s) = h'(y).\varphi'(s)$, $\varphi'_{\mathcal{M}(\mathcal{E})} = \gamma_{\mathcal{M}'(\mathcal{E}')} \circ \varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}$, $\varphi'_{\mathcal{L}(\mathcal{E})} = \gamma_{\mathcal{L}'(\mathcal{E}')} \circ \gamma_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}$ *et* $\gamma_{C'(E')}(\omega') = \varphi_{C(E)}(\omega)$.

(¹) *Voir* A. Aragnol, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 437 ; **244**, 1957, p. 2683.

CALCUL MÉCANIQUE. — *Influence de l'amortissement sur un simulateur électromécanique d'une équation de Hill*. Note (*) de M. **Jean Valat**, présentée par M. Louis de Broglie.

Lors de la réalisation d'un simulateur électromécanique des équations du cosmotron à forte convergence, nous avons rencontré une équation de Hill, contenant un terme d'amortissement proportionnel à la vitesse. Nous avons construit le diagramme de stabilité de cette équation, pour évaluer l'importance de la perturbation que crée ce genre d'amortissement.

1. Le simulateur décrit dans une Note précédente ([1]) est régi par l'équation

$$y'' + \alpha y' + [\lambda + \tilde{\eta}]y = 0, \tag{1}$$

où α et λ, sont des constantes et $\tilde{\eta}$ une fonction créneau modulatrice, de fréquence f et d'amplitude $+|\eta|$, $-|\eta|$, $+|\eta|$, etc.

En posant $y = e^{-\alpha t/2}$, on se ramène à l'équation de Hill :

$$u'' + \left[\lambda - \frac{\alpha^2}{4} + \tilde{\eta}\right]u = 0 \tag{2}$$

pour laquelle le théorème de Floquet donne une solution particulière :

$$u = \mathrm{A}\, e^{\mu t}\,\Phi(t), \tag{3}$$

$\Phi(t)$ étant une solution périodique. D'où

$$y = \mathrm{A}\, e^{\left(\mu - \frac{\alpha}{2}\right)t}\,\Phi(t). \tag{4}$$

L'amortissement modifie donc de deux façons les zones de stabilité obtenues pour $\alpha = 0$. D'une part il modifie le coefficient λ qui devient $\lambda - (\alpha^2/4)$ et d'autre part il change l'exposant caractéristique μ.

Nous utilisons le formalisme matriciel et calculons la matrice de transfert correspondant à une période T de la fonction modulatrice, qui est une fonction créneau. Il vient

$$\begin{Bmatrix} y\left(\frac{\mathrm{T}}{2}\right) \\ y'\left(\frac{\mathrm{T}}{2}\right) \end{Bmatrix} = \|\mathrm{T}\|_+ \begin{Bmatrix} y(0) \\ y'(0) \end{Bmatrix} \qquad (\eta = +|\eta|). \tag{5}$$

$$\begin{Bmatrix} y(\mathrm{T}) \\ y'(\mathrm{T}) \end{Bmatrix} = \|\mathrm{T}\|_- \begin{Bmatrix} y\left(\frac{\mathrm{T}}{2}\right) \\ y'\left(\frac{\mathrm{T}}{2}\right) \end{Bmatrix} \qquad (\eta = -|\eta|). \tag{6}$$

$$\begin{Bmatrix} y(\mathrm{T}) \\ y'(\mathrm{T}) \end{Bmatrix} = \|\mathrm{T}\|_- \|\mathrm{T}\|_+ \begin{Bmatrix} y(0) \\ y'(0) \end{Bmatrix} = \|\mathrm{T}\| \begin{Bmatrix} y(0) \\ y'(0) \end{Bmatrix}. \tag{7}$$

Les composantes de la matrice $\|T\|$ sont

$$(8)\qquad T_{11}= e^{-\frac{\alpha T}{2}}\left\{\left[\cos\left(\frac{aT}{2}\right)+\frac{\alpha}{2a}\sin\left(\frac{aT}{2}\right)\right]\left[\cos\left(\frac{bT}{2}\right)+\frac{\alpha}{2b}\sin\left(\frac{bT}{2}\right)\right]\right.$$
$$\left.-\left[\frac{a}{b}+\frac{\alpha^2}{4ab}\right]\sin\left(\frac{aT}{2}\right)\sin\left(\frac{bT}{2}\right)\right\},$$

$$(9)\qquad T_{12}= e^{-\frac{\alpha T}{2}}\left\{\frac{1}{a}\left[\cos\left(\frac{bT}{2}\right)+\frac{\alpha}{2b}\sin\left(\frac{bT}{2}\right)\right]\sin\left(\frac{aT}{2}\right)\right.$$
$$\left.+\frac{1}{b}\left[\cos\left(\frac{aT}{2}\right)-\frac{\alpha}{2a}\sin\left(\frac{aT}{2}\right)\right]\sin\left(\frac{bT}{2}\right)\right\},$$

$$(10)\qquad T_{21}=-e^{-\frac{\alpha T}{2}}\left\{\left[a+\frac{\alpha^2}{4a}\right]\left[\cos\left(\frac{bT}{2}\right)-\frac{\alpha}{2b}\sin\left(\frac{bT}{2}\right)\right]\sin\left(\frac{aT}{2}\right)\right.$$
$$\left.+\left[b+\frac{\alpha^2}{4b}\right]\left[\cos\left(\frac{aT}{2}\right)+\frac{\alpha}{2a}\sin\left(\frac{aT}{2}\right)\right]\sin\left(\frac{bT}{2}\right)\right\},$$

$$(11)\qquad T_{22}=e^{-\frac{\alpha T}{2}}\left\{-\left[\frac{b}{a}+\frac{\alpha^2}{4ab}\right]\sin\left(\frac{aT}{2}\right)\sin\left(\frac{bT}{2}\right)\right.$$
$$\left.+\left[\cos\left(\frac{aT}{2}\right)-\frac{\alpha}{2a}\sin\left(\frac{aT}{2}\right)\right]\left[\cos\left(\frac{bT}{2}\right)-\frac{\alpha}{2b}\sin\left(\frac{bT}{2}\right)\right]\right\},$$

avec

$$(12)\qquad a=\sqrt{\lambda-\frac{\alpha^2}{4}+|\eta|},$$

$$(13)\qquad b=\sqrt{\lambda-\frac{\alpha^2}{4}-|\eta|}.$$

2. La solution sera stable si les valeurs propres de la matrice $\|T\|$ sont, en module, inférieures ou égales à l'unité. L'équation aux valeurs propres est de la forme

$$(14)\qquad r^2-tr+\delta=0,$$

où t est la trace de la matrice générale $\|T\|$, qui s'écrit après simplification

$$(15)\qquad t=e^{-\frac{\alpha T}{2}}\left\{2\cos\left(\frac{aT}{2}\right)\cos\left(\frac{bT}{2}\right)-\left(\frac{a}{b}+\frac{b}{a}\right)\sin\left(\frac{aT}{2}\right)\sin\left(\frac{bT}{2}\right)\right\}.$$

Les quantités a et b peuvent devenir imaginaires pures. Toutefois la trace t reste toujours réelle. La quantité δ est le déterminant de la matrice générale $\|T\|$. On peut le calculer directement, mais il est plus simple de remarquer que δ, wronskien de l'équation linéaire (1) peut s'écrire

$$(16)\qquad \delta=\delta_0\, e^{-\int_0^{T}\alpha\,dt}=e^{-\alpha T}\qquad (\delta_0=1).$$

L'équation (15) s'explicite alors sous la forme

$$(17)\qquad r^2-r\,e^{-\frac{\alpha T}{2}}\left\{2\cos\left(\frac{aT}{2}\right)\cos\left(\frac{bT}{2}\right)-\left(\frac{a}{b}+\frac{b}{a}\right)\sin\left(\frac{aT}{2}\right)\sin\left(\frac{bT}{2}\right)\right\}+e^{-\alpha T}=0.$$

Les zones de stabilité seront définies par

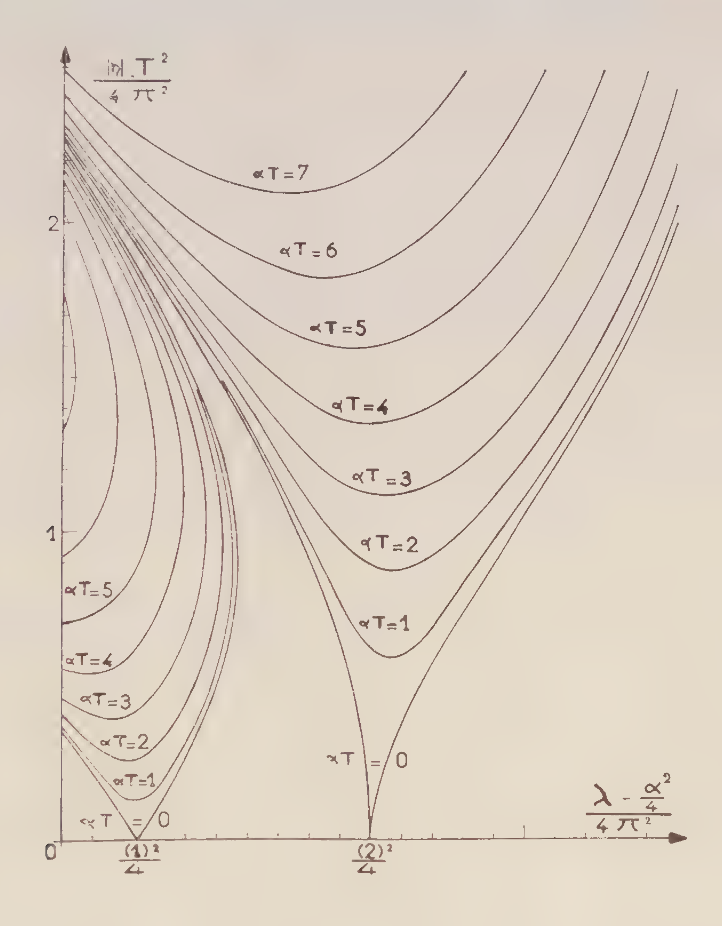
(18) $$|r| \leq 1.$$

Les résultats de la discussion dépendent du signe de α. Donnons ceux obtenus dans le cas $\alpha > 0$ (cas du simulateur) :

1° $|t| > 1 + e^{-\alpha T}$; il y a instabilité, l'amplitude des oscillations croîtra et atteindra la zone de non-linéarité de la cellule [*cf.* ([1])] ;

2° $|t| = 1 + e^{-\alpha T}$; il existe une solution périodique vers laquelle tend la solution générale, car l'autre solution s'évanouit ;

3° $|t| < 1 + e^{-\alpha T}$; il y a toujours stabilité, que les valeurs propres soient réelles ou complexes. Les solutions sont amorties exponentiellement.



En résumé, les zones de stabilité sont déterminées par la condition

(19) $$\left| 2\cos\left(\frac{aT}{2}\right)\cos\left(\frac{bT}{2}\right) - \left(\frac{a}{b}+\frac{b}{a}\right)\sin\left(\frac{aT}{2}\right)\sin\left(\frac{bT}{2}\right) \right| \leq 2\,\mathrm{ch}\left(\frac{\alpha T}{2}\right).$$

Cette condition généralise la condition de Floquet que l'on retrouve en faisant $\alpha = 0$ dans l'inégalité (19).

3. Le graphique ci-dessus donne, dans les coordonnées $[\lambda - (\alpha^2/4)]/(4\pi^2 f^2)$ et $|\eta|/(4\pi^2 f^2)$, l'allure des zones de stabilité correspondant à des valeurs constantes de $\alpha T = \alpha/f$. Nous nous sommes limités aux valeurs de α, inférieures à celle qui correspond à l'amortissement critique ($\alpha \leqq 2\lambda$). Nous avons entrepris la vérification expérimentale de ce graphique à l'aide du simulateur décrit dans une Note antérieure ([1]).

(*) Séance du 12 juin 1957.

([1]) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2462.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur une propriété des fonctions de répartition empiriques considérées comme « estimations » des fonctions de répartition théoriques.* Note (*) de M. **Jean-René Barra**, présentée par M. Georges Darmois.

On sait que $F_n^\star(z)$ — répartition empirique — estime $F(z)$ — répartition exacte — au sens suivant :

1° pour tout z, $F_n^\star(z)$ converge presque complètement vers $F(z)$;

2° soit $F_n^\star(z) = F(z) + [\delta_n(z)/\sqrt{n}]$; $\delta_n(z)$ tend en loi vers une fonction aléatoire Laplacienne semi-réduite, de covariance $F(t, \tau) = F(t) - F(t)F(\tau)$, $(t \leqq \tau)$.

On se propose de montrer ici qu'étant donnée, $Z = \Phi(X^1, \ldots, X^p)$, fonction mesurable de p variables aléatoires indépendantes, si l'on prend pour loi des X^i, une loi empirique déduite d'observations connues, la loi empirique obtenue pour Z estime au sens précédent la loi exacte de Z.

Dans toute la suite, on se bornera à l'étude des deux cas suivants :

Cas (A) : On suppose que tous les $X^{(i)}$, sont indépendants et identiquement distribués, la loi commune étant connue par un échantillon (x_i) de dimension n.

Cas (B) : On suppose que l'on a pour chaque $X^{(k)}$, indépendamment un échantillon (x_i^k) de dimension n_k.

Et l'on considérera que l'on connaît la variable aléatoire Z par les valeurs $z_\alpha = \Phi[x_{i^1}, \ldots, x_{i^p}]$ où les indices $i^{(1)}, \ldots, i^{(p)}$ parcourent :

dans le cas (A) les valeurs $1, \ldots, n$, et sont distincts;

dans le cas (A) respectivement les valeurs $1, \ldots, n_1; \ldots; 1, \ldots, n_p$.

L'ensemble des valeurs z_α ne forme pas un échantillon ordinaire, mais on peut toujours en construire la répartition empirique $S^\star$ et voir comment se conservent les propriétés énoncées dans l'introduction.

On a d'abord le théorème de convergence :

Théorème 1. — *La répartition empirique $S^\star((z_\alpha))$ converge presque complètement vers la répartition exacte de Z :*

a. dans le cas (A) quand $n \to \infty$;

b. dans le cas (B) quand les dimensions n_k tendent vers l'infini de telle façon que les séries de termes généraux $1/n_k n_{k'}$ soient convergentes quels que soient k et k'.

On établira ce théorème en montrant que le moment centré d'ordre 4 de $S^{\star}$ est équivalent à $1/n^2$ dans le cas (A), à $\sum_{k,k'} a_{k,k'}/n_k . n_{k'}$ dans le cas (B). On a

$$S^{\star}(z) = \frac{\sum_{\alpha} \delta(z_\alpha)}{N}, \qquad \text{où} \quad \delta(z_\alpha) = \begin{cases} 1 & \text{si} \quad z_\alpha \leq z, \\ 0 & \text{si} \quad z_\alpha > z \end{cases}$$

et où N est le nombre total de z_x.

Le calcul du moment d'ordre 4 se ramène donc à celui de l'espérance mathématique des expressions

$$\Phi_2 = \sum_{\alpha \neq \beta} \delta(z_\alpha)\,\delta(z_\beta); \qquad \Phi_3 = \sum_{\alpha \neq \beta \neq \gamma} \delta(z_\alpha)\,\delta(z_\beta)\,\delta(z_\gamma)$$

et

$$\Phi_4 = \sum_{\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq \delta} \delta(z_\alpha)\,\delta(z_\beta)\,\delta(z_\gamma)\,\delta(z_\delta).$$

Or dans celles-ci il suffit de tenir compte respectivement des termes tels que $\alpha \cap \beta$ — ou $\alpha \cap \beta \cap \gamma$, ou $\alpha \cap \beta \cap \gamma \cap \delta$ — soit formé de 1 ou 0 élément, et le théorème I découle immédiatement du dénombrement de ces termes.

Pour étudier la *loi d'erreur*, on se place dans un cadre un peu plus général, et soit une fonction $G(z, X^1, \ldots, X^p)$ mesurable de p variables aléatoires indépendantes, et possédant des moments du premier et second ordre quel que soit z. On étudiera la moyenne $G^{\star}(z)$:

$$G^{\star}(z) = \frac{\sum_{\alpha} G(z, z_\alpha)}{N},$$

avec les mêmes notations qu'au paragraphe précédent. Et l'on définira la « loi d'erreur » comme limite de $\delta_m(z)$:

$$G^{\star}(z) = E(G^{\star}(z)) + \frac{\delta_m(z)}{\sqrt{m}},$$

avec $m = n$ dans le cas (A) et dans le cas (B), on suppose que les n_k tendent vers l'infini de telle façon qu'il existe m, tendant vers l'infini tel que $(n_k/m) \to \alpha_k$ pour tout k, avec $\prod_k \alpha_k = 1$.

Posons enfin $\psi_k = E[G(z, X^1, \ldots, X^q, \ldots, X^p)/X^q$ pour $q \neq k]$ dans le cas (A), ψ_k est fonction de z et de la variable aléatoire X ayant pour loi celle de tous les X^i, dans le cas (B), ψ_k est fonction de z et de X^k.

On a alors

THÉORÈME II. — *La loi de δ_m tend quand $\to \infty$ vers une loi normale* $[0, \sigma^2(z)]$ *pour tout z, et*

dans le cas (A) :

$$\sigma^2(z) = \mathrm{E}\left(\sum_k \psi_k(X)\right)^2 - p^2[\mathrm{E}(G)]^2;$$

dans le cas (B) :

$$\sigma^2(z) = \sum_k (\alpha_k)^{-1}\sigma^2[\psi_k(X_k)].$$

Notons que ceci entraîne immédiatement la tendance en loi de $\delta_m(z)$ vers une fonction aléatoire laplacienne de covariance connue.

Ce théorème est établi par la proposition suivante :

En ce qui concerne la limite de $\delta_m(z)$ *on peut remplacer* $S_1 = \sum_\alpha [G(z, z_\alpha) - E(G)]$;

dans le cas (A) *par*

$$S'_1 = n^{p-1}\sum_i \left[\sum_k [\psi_k(x_i) - E(G)]\right];$$

dans le cas (B) *par*

$$S'_2 = N\sum_k \frac{1}{n_k}\left[\sum_{j=1}^{n_k} [\psi_k(x_j^k) - E(G)]\right].$$

et ce lemme résulte du calcul de $E(S'_1 - S_1)^2$ et de $E(S_1 - S'_1)^2$.

Ces théorèmes montrent donc que si l'on utilise simultanément et indépendamment des répartitions empiriques, on devra considérer que l'on possède de la variable composée un ensemble de valeurs obtenu en permutant les valeurs données à l'intérieur des échantillons. Dans le cas particulier du produit de composition (noté o) ceci rejoint la relation

$$F^*((x_i))^\circ G^*((y_j)) = S^*((x_i + y_j)),$$

$((x_i))$, $((y_j))$ étant deux échantillons distincts ou non, et F^*, G^*, S^*, les répartitions empiriques.

(*) Séance du 12 juin 1957.

MÉCANIQUE. — *Sur les systèmes d'équations différentielles du premier ordre, non linéaires, à coefficients périodiques.* Note de M. **Robert Faure**, présentée par M. Louis de Broglie.

On indique dans cette Note le procédé d'obtention des conditions d'existence d'une solution périodique d'un système d'équations différentielles non linéaires à coefficients périodiques, les équations sont du premier ordre. On peut généraliser la méthode à des systèmes d'ordre plus élevé.

Soit le système d'équations différentielles dans le champs réel :

$$(1)\qquad \frac{dx_i}{dt}+\sum_k p_{ik}x_k=f_i(x_k,\,t)$$

les p_{ik} sont des constantes réelles, Δ est le déterminant des p_{ik} $\Delta\neq 0$, les fonctions $f_i(x_k,\,t)$ sont des fonctions périodiques, de même période T

$$(2)\qquad f_i(x_k,\,t)=a_i+\sum_k b_{ik}x_k+\sum_{pqr} c_{i,pqr}x_1^p x_2^q x_n^t$$

les a_i, b_{ik}, $c_{i,pqr}$ satisfont aux mêmes hypothèses que les fonctions $X(t)$ de la Note précédente ([1]).

$\|X(t)\|$ est la norme dans l'espace de Banach (B) défini par les $e^{ni\omega t}$; toutes les fonctions $X(t)$ considérées sont normées dans (B).

On a

$$B_i=\|b_{ik}\|,\qquad \|a_i\|=A_i,\qquad C_{i,pqr}=\|c_{i,pqr}\|.$$

Les séries $C_{i,pqrt}X_1^pX_2^q\ldots X_n^t$ convergent pour un même groupe de valeurs non nulles $X_{10},\,\ldots,\,X_{n0}$, $i=1,\,\ldots,\,n$, soit (D) le domaine de convergence de l'ensemble de ces fonctions, on a

$$F_i=A_i+\sum_k B_{ik}X_k+\sum_{pqr}C_{i,pqr}X_1^pX_2^qX_n^r.$$

On suppose que

$$\int_0^T b_{ik}(t)\,dt=0,\qquad i,\,k=1,\,\ldots,\,n,$$

ce qui est toujours possible.

Dans ce qui suit

$$\sum A_i=\sum\|\alpha_i\|>0.$$

Les solutions de (1) ne peuvent être toutes identiquement nulles. Pour démontrer l'existence d'une solution périodique de (1) on définit une récurrence $x_{im}x_{im+1}$ dans (B) de la manière suivante

$$(3)\qquad \frac{dx_{im+1}}{dt}+\sum_k p_{ik}x_{k,\,m+1}=f_i(x_{k,\,m},\,t)$$

avec

$$(4)\qquad \begin{cases} x_{k,m}\ \in(B), & \|x_{k,m}\|\in(D)\\ x_{k,\,m+1}\in(B), & \end{cases}$$

$$(5)\qquad x_{k,\,m+1}=\sum_{-\infty}^{+\infty}\alpha_{q,\,k,\,m+1}\,e^{qi\omega t}$$

$$(6)\qquad f_{j,\,m}(x_{k,m},\,t)=\sum_{-\infty}^{+\infty}f_{q,\,j,\,m}\,e^{qi\omega t}$$

les $\alpha_{q,k,m+1}$ sont définies par le système d'équations linéaires

(7) $$(q\omega i + p_{jj})\alpha_{q,j,m+1} + p_{jk}\alpha_{q,k,m+1} = f_{q,j,m}$$

si β_{qjk} est le mineur de l'élément $e_{q,jk}$ dans le déterminant Δ_q des $e_{q,jk} = p_{jk}(k \neq j)$, $e_{jj} = q\omega i + p_{jj}$,

(8) $$\alpha_{q,k,m+1} = \sum_j \frac{\beta_{qjk}}{\Delta_q} f_{q,jm}$$

les $x_{i,m+1}$ se déduisent des $f_{k,m}$ par des transformations linéaires dans (B)

(9) $$x_{k,m+1} = \sum_j \mathrm{T}_{jk} f_j(x_{k,m})$$

si ρ_{jk} est la borne supérieure précise des $|\beta_{qjk}/\Delta_q|$ on a l'inégalité du fait de (4)

(10) $$\| x_{k,m+1} \| \leq \sum_j \rho_{jk} \| f_j(x_i, m) \| < \sum_j \rho_{jk} \mathrm{F}_l(\| x_{l,m} \|)$$

les différents termes de la suite seront donc bornés par des nombres l_k si l'on a le système d'inégalités S_1,

(11) $$\sum_j \rho_{jk} \mathrm{F}_j(l_i) - l_k \leq 0, \qquad \text{avec} \quad \| x_{k,0} \| \leq l_k,$$

on prendra $x_{k,0} \equiv 0$.

Dans ces conditions on a $\| x_{i,m+1} \| \in (\mathrm{D})$.

Du fait de l'inégalité

$$\| x_{k,m+1} - x_{k,m} \| < \sum_j \rho_{jk} \sum \frac{\partial \mathrm{F}_j}{\partial l_i} \| x_{i,m} - x_{i,m-1} \|$$

soit

(12) $$\| x_{k,m+1} - x_{k,m} \| < \sum_i m_{k_i} \| x_{i,m} - x_{i,m-1} \|$$

avec

$$m_{k_i} = \sum_j \rho_{jk} \frac{\partial \mathrm{F}_j}{\partial l_i}.$$

Nous pouvons affirmer la convergence de la suite des $x_{i,m}$ dans (B) si les séries $\| x_{k,m+1} - x_{k,m} \|$ convergent ; ce qui se produira si l'équation caractéristique de la matrice d'éléments réels m_{ki} admet n racines distinctes inférieures en module à 1.

Ceci conduit, en général, à n inégalités en l_i (Théorème de Cohn) [1]. Soit S_2 ce système d'inégalités, les conditions S_1 et S_2 étant vérifiées, la suite converge vers une limite $L_i(t)$ solution du système (1) et périodique de période T.

Les conditions d'existence des solutions périodiques sont les conditions de compatibilité et de possibilités des systèmes S_1 et S_2. On peut signaler que ces

conditions sont vérifiées pour λ suffisamment petit pour le système.

$$\frac{dx_i}{dt}+\sum_k p_{ik}x_k=\lambda f_i(x_k, t)$$

les p_{ik}, et les $f_i(x_k, t)$ étant indépendants de λ. On doit faire observer que les conditions d'existence portent en définitive, T étant donnée, sur les valeurs relatives des p_{ik}, des A_i, β_{ik}, $C_{i\,pqr}$ mais qu'aucune condition impliquant la stabilité n'est imposée au système d'équations (1) sans second membre.

Remarquons enfin que la méthode précédente peut s'appliquer à des systèmes d'équations différentielles non linéaires à coefficients périodiques, dont l'ordre est quelconque; c'est le cas du phénomène Bethenod (²).

(¹) Séance du 27 mai 1957.

(¹) DIEUDONNÉ, *Théorie analytique des polynomes d'une variable*, p. 7, (*Mémorial des Sciences Mathématiques*).

(²) R. FAURE, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1824.

HYDRODYNAMIQUE. — *Écoulement d'un liquide sur un plan incliné.*

Note (*) de M. MAURICE JAYMOND, présentée par M. Frédéric Joliot.

Par analogie avec les écoulements en tubes fermés, on caractérise les écoulements de liquides dans des canaux ouverts par un nombre de Reynolds, Re, ainsi défini :

$$\mathrm{Re}=4\frac{\Gamma\rho}{\mu},$$

où

Γ cm³/cm.s est le débit en volume du liquide par unité de largeur mouillée du plan incliné;

ρ g/cm³, la masse spécifique du liquide;

μ poises, sa viscosité.

On admet aussi qu'il existe, dans ce cas-là, les deux mêmes types de régime, laminaire et turbulent.

L'étude théorique de tels écoulements, en régime de Poiseuille, a été faite par W. Nusselt (¹), dans le cas d'une surface plane de largeur infinie.

Hopf (²) s'est occupé du problème posé par l'influence des bords d'un canal ouvert, de largeur finie. Il a établi la relation qui lie le débit du liquide à ses caractéristiques physiques, et à la longueur et à l'épaisseur du film. Ses propres mesures d'épaisseur de couches liquides, ainsi que celles de nombreux auteurs, tant sur des plans inclinés que sur des surfaces verticales, sont en bon accord avec la théorie laminaire, pour des nombres de Reynolds inférieurs à 2 000 environ. Cette limite différant un peu d'un auteur à l'autre.

Par contre, S. J. Friedman et C. O. Miller [1], opérant sur une colonne cylindrique verticale, pour des nombres de Reynolds s'échelonnant de 1 à 150, trouvent que, si l'épaisseur mesurée des films liquides est en bon accord avec la théorie laminaire, au contraire les vitesses superficielles sont beaucoup plus grandes que celles qui sont prévues par cette théorie. En particulier, la distribution des vitesses, en fonction de la distance du point considéré à la paroi, tend à devenir linéaire pour des nombres de Reynolds de l'ordre de 100, alors qu'elle est théoriquement parabolique. Ces résultats sont dus à la présence de vagues régulières qui apparaissent à la surface du film liquide dès que le nombre de Reynolds dépasse 25. Les auteurs concluent à l'existence d'un régime pseudolaminaire, situé entre le régime laminaire proprement dit et le régime turbulent. De très petites perturbations seraient provoquées en surface par le frottement du gaz en contact avec le liquide.

Reprenant le calcul de Hopf [2], nous avons cherché quelles sont les influences des bords d'un canal ouvert sur la vitesse superficielle d'un film liquide s'écoulant dans ce canal, en régime laminaire. Le calcul donne pour cette vitesse, à égale distance des bords, le résultat suivant :

$$U_0 = \frac{1}{2}\,\frac{\rho g \sin\alpha}{\mu}\,h^2, \tag{1}$$

si l'on néglige le terme $e^{-(2b/h)}$ devant l'unité.

Dans cette expression, U_0 est la vitesse superficielle au centre du canal en centimètres par seconde, h l'épaisseur du film et $2b$ sa largeur en centimètres, et g l'accélération de la pesanteur en centimètres par sec^2; ρ et μ ont été définies plus haut; α est l'inclinaison du canal.

On retrouve ainsi la même équation que dans le cas d'une surface de largeur infinie. Ceci montre que l'influence des bords est négligeable lorsque l'épaisseur du film est petite devant sa largeur, résultat auquel on devait s'attendre. Ce calcul détermine simplement l'importance de l'approximation faite en négligeant les effets des bords.

Nous avons mesuré un certain nombre de vitesses superficielles, au centre d'un canal, avec le dispositif suivant :

Un léger morceau de papier, enrobé de polyéthylène, est posé à la surface du liquide et photographié au cours de son déplacement, en même temps qu'un chronomètre. Il suffit ensuite de lire, sur le cliché, le temps mis par le papier pour parcourir une distance connue. Le canal utilisé a une longueur de 1 m et une largeur de 38 mm; les inclinaisons étaient de 5 à 10 degrés, et le liquide de l'eau ou de l'eau additionnée de Teepol.

Les résultats obtenus sont en bon accord avec les valeurs calculées à l'aide de l'équation (1), jusqu'à des nombres de Reynolds égaux à 1600 (écart inférieur à 3 %). Pour des nombres de Reynolds plus élevés, cet écart

augmente de plus en plus : les vitesses mesurées sont inférieures de 6 % aux vitesses calculées pour Re = 2 500. L'écart augmente encore beaucoup plus au-delà.

Ces résultats diffèrent de ceux qui ont été obtenus par Friedman (¹) parce que nous avons travaillé en l'absence des vagues que ce dernier a rencontrées à la surface des films verticaux. Au cours de nos mesures, l'écoulement a conservé son caractère laminaire, même en surface. Ceci est dû, vraisemblablement, aux lentes vitesses de déplacement qui l'animaient, les pentes du plan incliné étant faibles; l'action du frottement de l'air sur la couche liquide a alors peu d'importance.

De plus nous avons constaté que l'adjonction de très faibles quantités de Teepol à l'eau utilisée stabilisait aussi l'écoulement, empêchant, en particulier, la formation de vagues lorsque l'appareil était soumis à des vibrations, alors qu'avec de l'eau pure, le moindre heurt provoquait des perturbations, nettement visibles, à la surface du liquide.

En conclusion, on peut dire que le nombre de Reynolds n'est pas le seul critère qui permette de caractériser le comportement d'une couche liquide s'écoulant sur une surface libre. Pour un même nombre de Reynolds, la vitesse du film, ainsi que la tension superficielle du liquide, semblent jouer un rôle important dans la détermination des phénomènes qui se produisent en surface. Enfin, lorsqu'on opère en l'absence de vagues perturbatrices, les valeurs des vitesses prévues par la théorie de l'écoulement laminaire sont convenablement vérifiées par l'expérience.

(*) Séance du 12 juin 1957.

(¹) *Ind. Eng. Chem.*, 33, 1941, p. 885.

(²) *Ann. Physik*, 32, 1910, p. 777.

(³) *Z. Ver. Deut. Ing.*, 67, 1923, p. 206.

ASTRONOMIE. — *Sur la sélection dans le temps des images télescopiques les mieux définies.* Note de M. **Jean Rösch**, présentée par M. André Danjon.

Dans un article récent (¹) J. R. Pratt a proposé de faire ouvrir un obturateur devant la plaque photographique recevant l'image d'une étoile pendant les seuls instants où un courant photoélectrique fourni par une autre image de l'étoile, formée par une glace semi-argentée sur un petit trou fixe, dépasse une certaine valeur; c'est en ces moments-là, en effet, si le diamètre du trou a été convenablement choisi, que l'image devrait s'étaler le moins possible en dehors de la figure de diffraction théorique.

Il se trouve que des expériences avaient déjà été entreprises à l'Observatoire du Pic du Midi, sur une idée de base dont celle de Pratt n'est qu'une partie,

au-delà de laquelle ses considérations théoriques et nos essais pratiques s'orientent différemment.

Position du problème. — Si l'on forme l'image d'une étoile sur un trou de diamètre donné par rapport à celui de la tache de diffraction théorique de l'objectif utilisé, le flux admis dépendra des fluctuations : *a.* de l'énergie globale tombant sur l'objectif à l'instant considéré; *b.* de la position de cette tache par rapport au trou, c'est-à-dire de l'orientation générale de la surface d'onde, et *c.* de la répartition de la lumière dans la tache de diffraction réelle, c'est-à-dire de la forme de la surface d'onde. Nous utiliserons pour ces trois phénomènes les termes respectifs de *scintillation*, *agitation* et *étalement*.

La scintillation doit perturber le fonctionnement du dispositif proposé par Pratt (puisque l'augmentation du courant photoélectrique peut provenir d'un accroissement d'énergie aussi bien que d'une meilleure concentration) et d'autre part l'agitation (Pratt le fait remarquer d'ailleurs) peut faire perdre des instants où l'étalement est faible. Il est donc essentiel de connaître l'allure réelle des phénomènes, leur ordre de grandeur, et leur variation avec le diamètre de l'objectif, avant de pouvoir juger des possibilités du dispositif de sélection dans le temps.

Détermination pratique des défauts de l'image. — Nous nous affranchirons des irrégularités éventuelles du mouvement horaire de l'instrument, en utilisant non un trou, mais une fente (ou une seule de ses lèvres) parallèle à la direction du mouvement diurne.

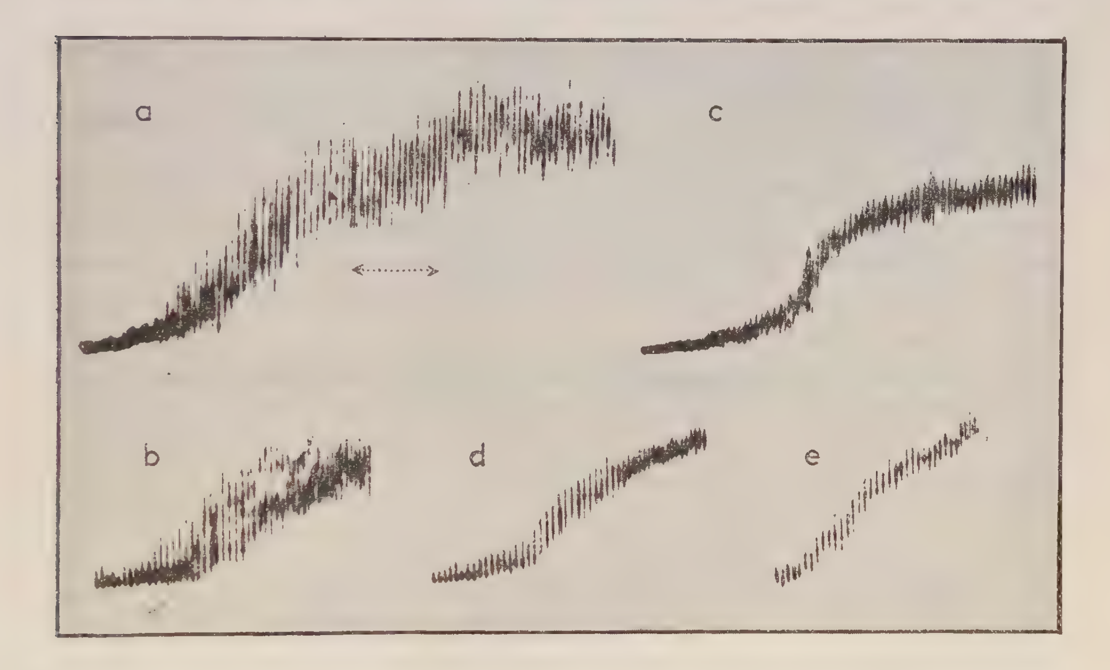
Déplaçons l'image d'une étoile perpendiculairement au bord d'un écran (ou *vice versa*) et enregistrons, en fonction de son déplacement, l'énergie reçue au-delà de l'écran.

a. S'il n'y a aucune perturbation, la lumière est répartie dans la tache de diffraction selon la figure d'Airy; on peut déterminer par le calcul la forme de la courbe d'occultation progressive de cette figure par un demi-plan opaque. Lorsqu'on fait passer le diamètre de l'objectif utilisé de la valeur D_1 à la valeur D_2, la courbe se transforme par une affinité en abscisses de rapport D_1/D_2 de sorte qu'en prenant comme unité de longueur le rayon du premier anneau sombre et comme unité d'énergie l'énergie maximum (sans occultation) on a une courbe Γ_0 indépendante des conditions d'expérience, dont la pente au point M de coordonnées $(0, 1/2)$ vaut 0,92 en lumière jaune.

b. S'il y a *scintillation*, à l'exclusion des autres défauts, un point γ_0 de la courbe Γ_0 est remplacé par un ensemble de points γ_S dont chacun se déduit de γ_0 par multiplication de son ordonnée par un facteur $(1+k)$, (k positif ou négatif, nul en moyenne); la répartition dans le temps des valeurs de k est par nature indépendante de l'abscisse, de sorte que la courbe $(\Gamma_S)_k$ d'égale probabilité correspondant à la valeur k se déduit de Γ_0 par une affinité en ordonnées dans le rapport $(1+k)$; la courbe Γ_0 est remplacée par le faisceau des courbes Γ_S.

c. S'il y a *agitation*, à l'exclusion des autres défauts, il est évident que tout revient à un déplacement relatif de l'étoile et de l'écran, et que la courbe Γ_0 est remplacée par le faisceau des courbes Γ_A qui s'en déduisent par une translation en abscisses, la courbe $(\Gamma_A)_\varepsilon$ étant la courbe d'égale probabilité de la valeur ε de l'agitation (ε positif ou négatif, nul en moyenne).

d. S'il y a *étalement*, à l'exclusion des autres défauts, on peut assimiler la tache réelle à la tache théorique d'un objectif de diamètre plus petit, de sorte que la courbe Γ_0 sera remplacée par le faisceau des courbes Γ_E passant toutes par le point (0, 1/2) qui s'en déduisent par une affinité en abscisses de rapport $(R+r)/R = 1+\rho$ (R et $R+r$ étant les rayons théorique et réel de la tache). Ici le nombre ρ a une valeur moyenne positive, autour de laquelle il peut ne fluctuer que très peu, et il ne doit prendre qu'exceptionnellement des valeurs négatives.



On peut s'attendre à trouver en général une superposition des trois phénomènes, mais l'épaisseur du diagramme dans la partie supérieure (image non occultée) donnera toujours la valeur de k indépendamment des autres défauts, la pente moyenne dans le centre du diagramme donnera une valeur moyenne de ρ, et la valeur moyenne de ε se déduira de la largeur du diagramme en abscisses autour du point milieu avec une correction tenant compte de k et ρ.

Nous avons pu, avec l'aide de la Fondation Internationale du Pic du Midi, réaliser un dispositif permettant l'enregistrement automatique du diagramme décrit ci-dessus. Un moteur pas à pas agit simultanément sur l'orientation d'une lame à faces parallèles qui donne à l'image un déplacement total de 0,6 mm (soit 7″ pour une longueur focale de 18 m) en 50 positions, perpendiculairement au

bord d'un écran, et sur le balayage en abscisses de l'oscillographe cathodique qui enregistre le courant de sortie du photomultiplicateur placé après l'écran. Chaque trace verticale indique ainsi les fluctuations de l'énergie reçue, pour une position relative donnée de l'image et de l'écran, pendant 1/25e de seconde, le temps nécessaire au balayage complet du diagramme étant de *deux secondes*.

On reconnaît immédiatement, sur les diagrammes reproduits ci-dessus :

— en (a)($D = 19$ cm, $R = 0'',6$), une scintillation caractéristique ($|k| \simeq 0,12$); peu d'agitation, sauf un déplacement de 1″ pendant 0,6 sec. (.....) ; étalement ($R + r \simeq 1'',8$);

— en (b) ($D = 19$ cm) scintillation ($|k| \simeq 0,15$), agitation ($|\varepsilon| \simeq 0'',5$), étalement ($R + r \simeq 1'',6$);

— en (c) ($D = 38$ cm, $R = 0'',3$), scintillation faible ($|k| \simeq 0,05$), pas d'agitation, étalement moindre ($R + r \simeq 0'',9$);

— en (d) ($D = 38$ cm), scintillation très faible) $|k| \simeq 0,03$), agitation faible ($|\varepsilon| \simeq 0''2$), étalement notable ($R + r \simeq 1'',2$);

— en (e) ($D = 54$ cm, $R = 0'',2$) (fragment), scintillation et agitation faibles, étalement important ($R + r \simeq 1'',8$).

On remarquera la rapidité des fluctuations énergétiques (scintillation) qui fournissent déjà une valeur bien moyennée en 0,04 sec. La diminution de k et ε quand le diamètre de l'objectif augmente se retrouve sur les enregistrements continus : mais dans les conditions du moment, le diamètre de la tache réelle reste presque le même.

Une publication ultérieure traitera plus complètement de ces variations et des conséquences qu'on peut en tirer quant à la sélection des meilleures images.

(1) *Astrophys. J.*, 125, 1957, p. 601.

RADIOASTRONOMIE. — *Nouvelles observations du rayonnement du Ciel sur la longueur d'onde* 33 cm. Note de MM. **Jean-François Denisse**, **James Lequeux** et **Émile Le Roux**, présentée par M. André Danjon.

Nous avons présenté dans une Note précédente (1) les résultats d'observations du rayonnement du Ciel sur la longueur d'onde 33 cm, effectuées dans les régions voisines du centre galactique. Des observations qui les complètent, faites avec le même appareillage, sont représentées sur les cartes isophotes des figures 1 et 2 (époque 1950) où l'unité d'intensité représente $2,5^\circ$ K $\pm 0,3^\circ$ (2).

Le rayonnement observé comprend les émissions de sources localisées et d'un fond continu limité au voisinage du plan galactique; en dehors de ces régions l'émission du fond du ciel ne présente pas de variations détectables (3).

Ces émissions ont fait l'objet de mesures absolues d'intensité (4), (5), (6) : les densités de flux des sources localisées les plus intenses sont déterminées à 15 % près, l'unité d'intensité des cartes, avec une précision du même ordre.

Sources localisées. — Le tableau indique les coordonnées et les densités de flux des sources qui figurent sur les cartes 1 et 2 ainsi que les données relatives à certaines sources déjà citées (1) et qui ont fait depuis l'objet de nouvelles mesures de position ou de mesures absolues d'intensité.

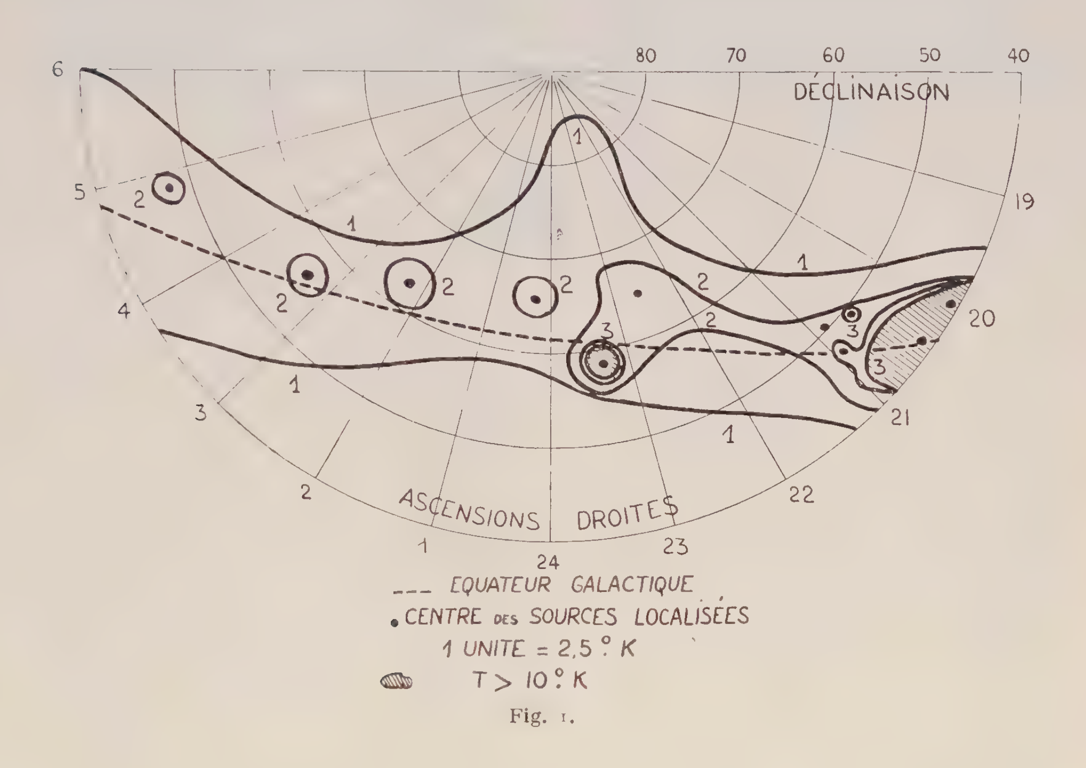


Fig. 1.

A côté des sources galactiques ou extragalactiques les plus intenses qui ont été observées sur l'ensemble du spectre hertzien (nos 6, 12, 13, 14, 21), nos mesures ont permis de détecter certaines sources faibles qui n'avaient pas encore été observées sur longueurs d'onde aussi courtes. L'une d'elles (no 17) est sans doute associée à la supernova de Tycho Brahé (6), les autres n'ont pas été identifiées. Enfin les sources nos 8, 15 et 16 ne semblent pas avoir été détectées jusqu'ici sur d'autres fréquences.

Il est assez remarquable que l'ensemble des quatre sources nos 17, 18, 19, 20 situées au voisinage du plan galactique entre les ascensions droites o h et 5 h correspondent bien aux sources observées sur la longueur d'onde 1,67 m par H. Brown et C. Hazard avec le grand miroir fixe de Manchester et une directivité comparable (4). Le spectre des sources nos 17, 19 et 20

s'apparente à celui de la nébuleuse du Crabe, dont le flux ne décroît que faiblement quand la fréquence augmente.

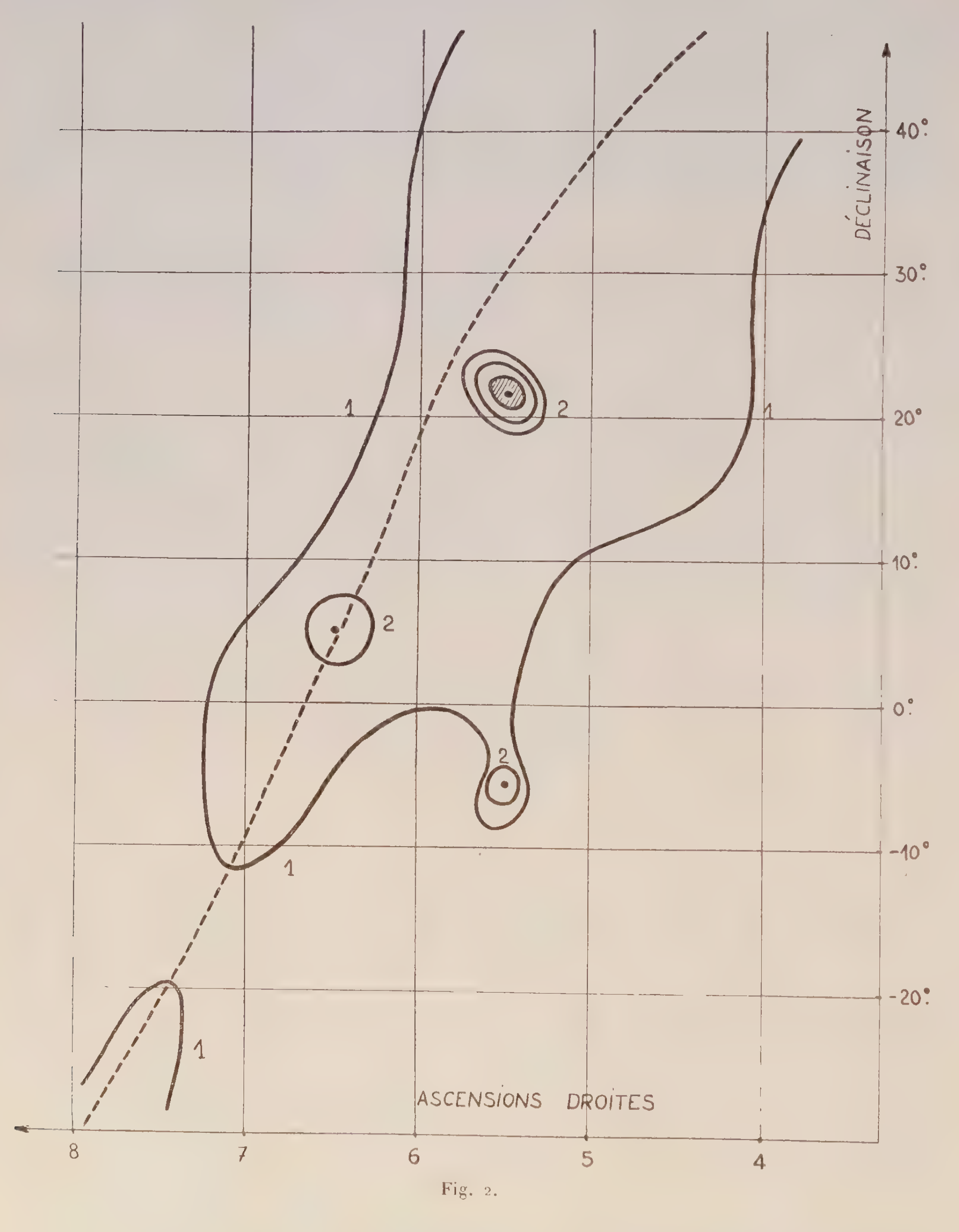


Fig. 2.

Rayonnement du fond continu galactique. — Le rayonnement diffus sur lequel se détachent les sources précédentes est confiné au voisinage du plan galactique, il n'est plus détectable quand on s'écarte d'une dizaine de

degrés de part et d'autre de ce plan et sa température est partout inférieure à 10° K.

TABLEAU.

N°	Ascensions droites.	Déclinaisons.	Densité de flux (10^{-24} W/m²/Hz).		
	h m	° ′			
15......	20 55	47 00	3		
16......	22 36	64 30	3		
17......	00 20	65 30	2		Peut-être associée à la Supernova de 1572
18......	2 16	62 30	3,5		Peut-être B. H. n° 3 (6)
19......	3 20	56 00	1,5		» » n° 7 (6)
20......	4 51	47 30	1,5		» » n° 9 (6)
21......	6 30	5 00	3		Nébuleuse de la Rosette
6*.....	20 00	40 35	20	∓15 %	Cygne A (19 N 41)
8*.....	20 35	49 00	3,5		
10*.....	20 55	50 30	3		Peut-être B. H. n° 21 (6)
12*.....	23 24	58 30	35	∓15 %	Cassiopée A (23 N 51)
13*.....	5 30	21 35	9	∓15 %	Nébuleuse du Crabe (05 N 21)
14*.....	5 30	−5 30	4,2	∓20 %	Nébuleuse d'Orion

On peut noter cependant l'existence d'une structure nettement dissymétrique qui s'étend entre Cassiopée et le Pôle Nord et qui a été également observée par E. J. Blum sur la longueur d'onde 1,77 m. Il est peut-être significatif qu'on puisse considérer cette source étendue comme située dans la direction opposée à celle des nuages de Magellan par rapport au centre de la Galaxie.

Rayonnement du Ciel. — En dehors des régions que l'on vient de décrire, la brillance du Ciel paraît uniforme. Son rayonnement est difficile à mesurer car on l'observe superposé aux émissions beaucoup plus intenses de l'environnement et au bruit propre du récepteur. Nos mesures ont toutefois permis de montrer que la température de brillance du Ciel est inférieure à 3° K et que ses variations d'un point à un autre sont inférieures à 0,5° K.

(1) J.-F. DENISSE, E. LE ROUX et J. L. STEINBERG, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 278.

(2) L'unité d'intensité utilisée dans la carte citée (1) qui est rapportée également à l'époque 1950, représente aussi 2,5° K.

(3) J. LEQUEUX, *Diplôme d'Études supérieures*, Paris, 1956.

(4) J. DELANNOY, *Diplôme d'Études supérieures*, Paris, 1956.

(5) B. MORLET, *Diplôme d'Études supérieures*, Paris, 1956.

(6) E. LE ROUX, *Thèse*, Paris, 1956.

(7) *M. N. R. A. S.*, 113, 1953, p. 123.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *L'électromagnétisme non linéaire et les photons.* Note de M[me] **Florence Destouches-Aeschlimann**, présentée par M. Louis de Broglie.

En partant d'équations non linéaires pour l'onde physique u représentant un photon obtenu par fusion selon la méthode de M. L. de Broglie, on obtient les équations d'un électromagnétisme non linéaire.

Désignons par $\mathbf{L}_A \Phi_{ik} = 0$ et $\mathbf{L}_B \Phi_{ik} = 0$ les équations fondamentales du photon de M. Louis de Broglie (¹) obtenues par la méthode de fusion. Nous admettrons que les équations pour l'onde physique u du photon dans une théorie fonctionnelle sont

(1) $$\mathbf{L}_A u_{ik} = Q_{A,ik}, \qquad \mathbf{L}_B u_{ik} = Q_{B,ik},$$

où $Q_{A,ik}$ et $Q_{B,ik}$ sont des termes non linéaires (²). Ces termes satisfont à des conditions de compatibilité. Définissons des opérateurs $\mathbf{\Omega}$ et $\mathbf{\Omega}_0$ par

$$\mathbf{\Omega} \mathbf{F} u =_d \sum_{ik} K\, \delta_{ik} \mathbf{F} u_{ik}, \qquad \mathbf{\Omega}_0 =_d \frac{1}{K} \mathbf{\Omega},$$

où K est la constante de M. Louis de Broglie. Multiplions les équations fondamentales (1) par les $\mathbf{A}_j$ et $\mathbf{B}_j$, appliquons l'opérateur $\mathbf{\Omega}$, prenons les demi-sommes, soit

(2) $$\frac{1}{2} \mathbf{\Omega} (\mathbf{A}_j \mathbf{L}_A + \mathbf{B}_j \mathbf{L}_B) u = \frac{1}{2} \mathbf{\Omega} (\mathbf{A}_j Q_A + \mathbf{B}_j Q_B).$$

Pour les diverses valeurs de j, ces équations deviennent les équations de l'électromagnétisme à condition de tenir compte des identités de M. Louis de Broglie qui détruisent des termes et de donner des définitions convenables. Pour $j = 1, 2, 3$ en posant

$$\vec{\mathbf{Q}}_E =_d \frac{1}{2} \mathbf{\Omega} \left(\vec{\mathbf{A}} Q_A + \vec{\mathbf{B}} Q_B \right),$$

on obtient

(3) $$\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{\mathcal{A}}}{\partial t} + \operatorname{grad} \mathcal{V} + \frac{1}{2} k \mu_0 c\, \mathbf{\Omega} \left(\vec{\mathbf{A}} \mathbf{A}_4 + \vec{\mathbf{B}} \mathbf{B}_4 \right) u = \vec{Q}_E.$$

On peut définir le champ électrique $\mathcal{E}$ à partir des potentiels et l'introduire dans (3). Si $\vec{Q}_E$ était nul, nous obtiendrions ainsi la seconde définition de $\vec{\mathcal{E}}$ de M. de Broglie. Mais $\vec{Q}_E$ est non nul, il traduit l'influence de l'extérieur sur les caractéristiques internes du système; ici, le système est un photon, l'extérieur est le vide, $\vec{Q}_E$ doit être la polarisation du vide; ceci conduit à poser

$$\vec{\mathcal{P}} =_d \frac{1}{2} k \mu_0 c (\mathbf{A}\mathbf{A}_4 + \mathbf{B}\mathbf{B}_4) u; \qquad \vec{\mathcal{P}} =_d \vec{Q}_E.$$

d'où l'équation de l'électromagnétisme $\vec{\mathcal{E}} + \vec{\mathcal{P}} = \vec{\mathcal{D}}$. Pour $j = 23, 31, 12$ en posant

$$\vec{\mathcal{B}} =_d \operatorname{rot} \vec{\mathcal{A}}; \qquad \vec{Q}_b =_d \frac{1}{2i} \Omega\left(\vec{s}^{A} Q_A + \vec{s}^{B} Q^{B}\right); \qquad (s_k^A = i \mathbf{A}_i \mathbf{A}_j),$$

on obtient

$$\vec{\mathcal{B}} + \frac{k\mu_0 c}{2i} \boldsymbol{\Omega}\left(\vec{s}^{A} \mathbf{A}_4 + \vec{s}^{B} \mathbf{B}_4\right) u = Q_b.$$

Le second terme du premier membre est justement au signe près l'expression que M. Louis de Broglie a prise comme définition du champ magnétique $\vec{\mathcal{H}}$. Il convient de conserver cette définition :

$$\vec{\mathcal{H}} =_d - \frac{k\mu_0 c}{2i} \left(\vec{s}^{A} \mathbf{A}_4 + \vec{s}^{B} \mathbf{B}_4\right) u; \qquad \vec{\mathcal{M}} =_d \vec{Q}_b;$$

$\vec{\mathcal{M}}$ est alors la polarisation magnétique du vide; l'équation obtenue est $\vec{\mathcal{B}} = \vec{\mathcal{M}} + \vec{\mathcal{H}}$. Pour $j = 14, 24, 34$ on obtient

$$(4) \qquad \left\{ \begin{aligned} &\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{\mathcal{D}}}{\partial t} = \operatorname{rot} \vec{\mathcal{H}} - k^2 \mu_0^2 c^2 \vec{\mathcal{A}} - \vec{i}, \\ &\vec{i} = -\vec{Q}_D = -\frac{1}{2} K k \mu_0 c \left(\vec{\mathbf{A}} \mathbf{A}_4 Q_A + \vec{\mathbf{B}} \mathbf{B}_4 Q_B\right). \end{aligned} \right.$$

De (4), on tire une équation d'évolution pour $\vec{\mathcal{E}}$:

$$(5) \qquad \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{\mathcal{E}}}{\partial t} = \operatorname{rot} \vec{\mathcal{B}} - k^2 \mu_0^2 c^2 \vec{\mathcal{A}} - \vec{i} - \vec{j}; \qquad \vec{j} =_d \operatorname{rot} \vec{\mathcal{M}} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{\mathcal{P}}}{\partial t}.$$

Pour $j = 4$, on a une équation en divergence si l'on pose

$$\rho =_d Q_4 = -\frac{1}{2} K k \mu_0 c \boldsymbol{\Omega} (\mathbf{A}_4 Q_A + \mathbf{B}_4 Q_B); \qquad \sigma =_d -\operatorname{div} \vec{\mathcal{P}},$$

$$\operatorname{div} \vec{\mathcal{D}} = k^2 \mu_0^2 c^2 \mathcal{V} + \rho; \qquad \operatorname{div} \vec{\mathcal{E}} = k^2 \mu_0^2 c^2 \mathcal{V} + \rho + \sigma.$$

Pour $j = 0$, $\mathbf{A}_0 = \mathbf{B}_0 = \mathbf{I}$, on a

$$-\frac{1}{c} \frac{\partial \mathcal{V}}{\partial t} - \operatorname{div} \vec{\mathcal{A}} = Q_V; \qquad Q_V =_d \frac{1}{2} \boldsymbol{\Omega} (Q_A + Q_B).$$

Nous aurons la relation habituelle de Lorentz en posant la condition supplémentaire $Q_V = 0$ qui s'explicite en *Trace* $(Q_A + Q_B) = 0$.

Pour $j = 1234$ on obtient

$$\operatorname{div} \vec{\mathcal{H}} = Q_d; \qquad Q_d =_d k \mu_0 c \boldsymbol{\Omega} [\mathbf{A}_{1234} Q_A + \mathbf{B}_{1234} Q_B];$$
$$\operatorname{div} \vec{\mathcal{B}} = Q_d + \operatorname{div} \vec{\mathcal{M}}.$$

Si l'on veut obtenir l'équation usuelle, on devra imposer $\operatorname{div} \vec{\mathcal{M}} = -Q_d$; ceci revient à exprimer qu'il n'y a pas de charges magnétiques libres.

Pour $j = 124, 234, 314$, on obtient

$$\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{\mathcal{H}}}{\partial t} + \mathrm{rot}\,\vec{\varpi} = \vec{Q}_{\mathrm{H}}; \qquad \vec{Q}_{\mathrm{H}} = {}_{\prime\prime}\frac{1}{2i} k\mu_0 c\,\mathbf{\Omega}(s^{\mathrm{A}}\mathbf{A}_4 Q_{\mathrm{A}} + s^{\mathrm{B}}\mathbf{B}_4 Q_{\mathrm{B}});$$

$$\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{\mathcal{B}}}{\partial t} + \mathrm{rot}\,\vec{\mathcal{E}} = \vec{Q}_{\mathrm{H}} + \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{\mathcal{M}}}{\partial t} - \mathrm{rot}\,\vec{\mathcal{P}}.$$

On aura l'équation habituelle si l'on impose la condition supplémentaire

$$\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{\mathcal{M}}}{\partial t} - \mathrm{rot}\,\vec{\mathcal{P}} = -\vec{Q}_{\mathrm{H}},$$

qui exprime qu'il n'y a pas de courant magnétique. On peut aussi ajouter comme condition supplémentaire la conservation de la charge.

Les potentiels, champs, inductions obéissent chacun à une équation de propagation de la forme

$$\square \mathcal{F} - k^2 \mu_0^2 c^2 \mathcal{F} = \text{termes non linéaires}.$$

On obtient donc toutes les équations de Maxwell quand on distingue les champs des inductions qui sont liés non linéairement.

On trouve ici les bases d'une théorie réalisant une synthèse entre la mécanique ondulatoire du photon de M. Louis de Broglie et un électromagnétisme non linéaire.

(1) *Une nouvelle théorie de la lumière* (Hermann, 1940), t. I.
(2) F. Destouches-Aeschlimann, *Thèse*, Paris, 1957.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur la symétrie entre le retournement d'espace et le retournement du temps dans le formalisme spinoriel.* Note de M. **Parviz Merat**, présentée par M. Louis de Broglie.

Cherchant à introduire une symétrie complète entre le retournement d'espace et le retournement du temps dans le formalisme spinoriel, on est amené à une correspondance entre l'espace-temps et quatre espaces spinoriels ayant chacun deux dimensions. On est ainsi contraint à doubler le nombre des espaces spinoriels de Dirac.

Par rapport au groupe propre de Lorentz l'équation spinorielle relativiste la plus simple est (1) $(\sigma_i P_i + \sigma_4 P_4)\psi = 0$. Les σ_i sont les matrices de Pauli et σ_4 est la matrice unitaire à deux dimensions et $P_\mu = (P_i, P_4)$ est l'opérateur impulsion de l'espace de Minkowski. ψ est un spineur à deux composantes. Tout en restant dans le cadre de l'équation (1) il est possible de considérer des transformations de retournement de l'espace et du temps si l'on se limite à des transformations antilinéaires (2). Le passage aux équations de Dirac, $(\gamma_i P_i + \gamma_4 P_4 - P_0)\psi = 0$ (3), permet l'introduction de la transformation

linéaire [2] du retournement d'espace. Mais la transformation du retournement du temps se fait toujours par une transformation antilinéaire. De ce point de vue il existe donc un genre de dissymétrie entre l'espace et le temps dans la théorie de Dirac. De là vient d'ailleurs le fait que le courant de matière j_μ se transforme de la manière suivante dans la théorie de Dirac :

$$(1)\qquad \{ s \rightarrow -s;\ j_i \rightarrow -j_i,\ j_4 \rightarrow j_4 \},\quad \{ t \rightarrow -t;\ j_i \rightarrow -j_i,\ j_4 \rightarrow j_4 \}.$$

j_μ ne se transforme donc pas comme le quadrivecteur d'espace-temps de l'espace de Minkowski : X_μ. Il est alors intéressant de chercher à construire une théorie spinorielle qui soit entièrement symétrique par rapport à l'espace-temps et aux retournements. Dans ce but nous remarquons avec Weyl [2] que l'on peut établir une correspondance entre les coordonnées d'espace-temps et les coordonnées d'un espace spinoriel ξ_1, ξ_2 :

$$(2)\qquad X_i = \bar{\xi}\sigma_i\xi,\qquad X_4 = \bar{\xi}\sigma_4\xi,\qquad \bar{\xi} = |\xi_1^\star\xi_2^\star|,\qquad \xi = \begin{vmatrix}\xi_1\\ \xi_2\end{vmatrix}.$$

Une transformation linéaire arbitraire, T, dans l'espace spinoriel considéré entraîne une transformation correspondante de l'espace-temps qui laisse la forme $X_\mu X_\mu$ invariante. Toutes les transformations propres de Lorentz peuvent s'obtenir à partir des transformations T ayant un déterminant de valeur absolue égale à l'unité. Si l'on considère des transformations de retournement d'espace on doit remplacer dans (2) ξ_1 et ξ_2 par $\xi_1^\star$ et $\xi_2^\star$ respectivement. Ceci est la transformation appelée antilinéaire. Si l'on veut que le retournement d'espace soit linéaire nous sommes amené à introduire un deuxième espace spinoriel. Soit $y_{\dot 1}$ et $y_{\dot 2}$ les coordonnées de cet espace. Les indices pointés signifient que y se transforme par $\overline{T}$ la transformation complexe conjuguée de T. Nos formules (2) se généralisent en

$$(3)\qquad X_i = \bar{\xi}\sigma_i\xi - \bar{y}^+\sigma_i y,\qquad X_4 = \bar{\xi}\sigma_4\xi + \bar{y}^+\sigma_4\bar{y},\qquad \bar{y}^+ = |y_{\dot 1}y_{\dot 2}|,\qquad \bar{y} = \begin{vmatrix}y_{\dot 1}\\ y_{\dot 2}\end{vmatrix}.$$

Les coordonnées d'espace-temps définies par (3) sont soumises à une transformation propre de Lorentz quand ξ et y sont soumis à des transformations T et $\overline{T}$. Un retournement d'espace se réalise ici par l'échange de ξ et $\bar{y}$ dans (3). C'est une transformation linéaire. Quant à la transformation de retournement du temps elle peut se réaliser ici, mais toujours par une transformation antilinéaire, si l'on reste dans le cadre des relations (3). Mais si l'on désire obtenir une transformation linéaire du temps, afin d'avoir une symétrie complète entre l'espace et le temps on est amené de nouveau à doubler le nombre des espaces spinoriels sous-jacents à l'espace-temps. Soit

$$(4)\qquad \xi = \begin{vmatrix}\xi_1\\ \xi_2\end{vmatrix},\qquad y = \begin{vmatrix}y_{\dot 1}\\ y_{\dot 2}\end{vmatrix},\qquad \eta = \begin{vmatrix}\eta_1\\ \eta_2\end{vmatrix},\qquad z = \begin{vmatrix}z_{\dot 1}\\ z_{\dot 2}\end{vmatrix}$$

les coordonnées des quatre espaces spinoriels sous-jacents à l'espace-temps. Par

rapport aux transformations de Lorentz, ξ et η se transforment par T et y et z par $\overline{\mathrm{T}}$. Nos formules (3) se généralisent alors de la façon suivante :

$$X_\mu \doteq \tilde{\chi}\Gamma_\mu\chi, \qquad z^+ = |z_1 z_2|, \qquad \overline{\eta}^+ = |\eta_1 \eta_2|, \qquad \tilde{\chi} = |\overline{\eta}^+ z^+ \overline{y}^+ \xi^+|;$$

$$\Gamma_i = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & \sigma_i \\ 0 & 0 & -\sigma_i & 0 \\ 0 & -\sigma_i & 0 & 0 \\ \sigma_i & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \qquad \Gamma_4 = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & i\sigma_4 \\ 0 & 0 & i\sigma_4 & 0 \\ 0 & -i\sigma_4 & 0 & 0 \\ -i\sigma_4 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \qquad \chi = \begin{vmatrix} \xi \\ \overline{y} \\ z \\ \overline{\eta} \end{vmatrix}.$$

Pour les retournements d'espaces et de temps, qui sont linéaires ici, on a

(6) $\{s \to -s;\ \xi \to \overline{y},\ \overline{y} \to \xi,\ z \to \overline{\eta},\ \overline{\eta} \to z\}, \quad \{t \to -t;\ \xi \to \overline{\eta},\ \overline{\eta} \to \xi,\ \overline{y} \to z,\ z \to \overline{y}\}.$

Nous avons ainsi introduit une symétrie complète entre l'espace et le temps vis-à-vis des espaces spinoriels sous-jacents à l'espace-temps.

Remarque. — A côté de Γ_i et Γ_4 il existe trois autres matrices

$$(7)\quad \left\{ \begin{array}{l} \Gamma_{\mathrm{I}} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & \sigma_4 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sigma_4 \\ \sigma_4 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_4 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \qquad \Gamma_{\mathrm{II}} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & i\sigma_4 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -i\sigma_4 \\ -i\sigma_4 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & i\sigma_4 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \\ \Gamma_{\mathrm{III}} = \begin{vmatrix} \sigma_4 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_4 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\sigma_4 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\sigma_4 \end{vmatrix} \end{array} \right.$$

qui anticommutent entres elles et anticommutent avec Γ_i et Γ_4. On a

(8 *a*) $\{s \to -s;\ \tilde{\chi}\chi \to \tilde{\chi}\chi,\ \tilde{\chi}\Gamma_{\mathrm{I}}\chi \to \tilde{\chi}\Gamma_{\mathrm{I}}\chi,\ \tilde{\chi}\Gamma_{\mathrm{II}}\chi \to -\tilde{\chi}\Gamma_{\mathrm{II}}\chi,\ \tilde{\chi}\Gamma_{\mathrm{III}}\chi \to \tilde{\chi}\Gamma_{\mathrm{III}}\chi\},$

(8 *b*) $\{t \to -t;\ \tilde{\chi}\chi \to \tilde{\chi}\chi,\ \tilde{\chi}\Gamma_{\mathrm{I}}\chi \to \tilde{\chi}\Gamma_{\mathrm{I}}\chi,\ \tilde{\chi}\Gamma_{\mathrm{II}}\chi \to \tilde{\chi}\Gamma_{\mathrm{II}}\chi,\ \tilde{\chi}\Gamma_{\mathrm{III}}\chi \to -\tilde{\chi}\Gamma_{\mathrm{III}}\chi\}.$

(1) *Voir* E. M. Corson, *Introduction to Tensors, Spinors and Relativistic Wave-equations*, Blackie and Son Limited, p. 103.

(2) *Voir* H. Weyl, *The Theory of Groups and Quantum Mechanics*, Dover, p. 142-149.

(3) *Voir* L. de Broglie, *Théorie Générale des Particules à Spin*, Gauthier-Villars, 1954, p. 67.

ACOUSTIQUE. — *Action du rayonnement infrarouge sur un régime ultrasonique stationnaire.* Note (*) de Mlle **Colette Rossetti**, présentée par M. Louis de Broglie.

L'action de l'absorption d'un rayonnement infrarouge sur un gaz soumis à un régime ultrasonique stationnaire a été étudié. Les expériences ont permis de mettre en évidence deux mécanismes différents, l'un de nature purement thermique et relativement lent, l'autre, instantané et d'origine moléculaire.

Nous avons décrit dans une précédente Note (1) un montage interférométrique destiné à l'étude de la propagation des ultrasons dans les gaz.

Cet interféromètre ultrasonique comprenait un quartz émetteur fonctionnant à une fréquence voisine de 1 Mc/s et un quartz récepteur, mobile par rapport à l'émetteur et en résonance avec celui-ci. La mesure des tensions qui apparaissent aux bornes du quartz récepteur mettait en évidence un régime d'ondes stationnaires dans la colonne gazeuse soumise aux ultrasons. On obtenait un système de nœuds et de ventres de pression, distants de $\lambda/2$ et présentant, si le milieu gazeux est peu absorbant, l'allure de « franges » de Fabry-Perot.

Ce régime stationnaire étant établi, on envoie dans l'interféromètre un rayonnement infrarouge absorbé par le gaz et modulé à des fréquences variant de 0,5 à 400 c/s au moyen d'un dispositif mécanique auxiliaire. Le gaz reçoit donc une énergie lumineuse variant périodiquement au cours du temps selon une loi imposée par la forme du modulateur.

Dans ces conditions, on observe sur le quartz récepteur des variations périodiques de la tension V qui ne peuvent résulter que d'une perturbation du régime ultrasonique stationnaire.

Ces variations de tension se traduisent sur l'écran d'un oscillographe cathodique par des courbes ou « signaux » dont la forme permet d'étudier la loi $V = f(t)$.

Deux types de signaux ont été observés :

1° Si le récepteur est placé dans une position correspondant au voisinage du point d'inflexion sur l'une des deux pentes d'une frange, les signaux observés sont triangulaires.

2° Si la position du quartz récepteur correspond au voisinage du sommet d'une frange, les signaux observés sont rectangulaires et reproduisent exactement la variation en fonction du temps de l'énergie lumineuse envoyée dans l'interféromètre.

Dans le cas où le quartz récepteur occupe une position intermédiaire entre ces deux cas limites, on observe une superposition, en proportion variable de signaux triangulaires et rectangulaires.

L'existence de ces deux types de signaux doit correspondre à deux manifestations différentes d'un même phénomène : l'absorption du rayonnement infrarouge par le gaz étudié.

Une première conséquence de cette absorption est un échauffement de la colonne gazeuse soumise aux ultrasons.

L'énergie lumineuse étant modulée, la température du gaz subit également une variation modulée, d'amplitude d'autant plus faible que la fréquence de modulation est plus grande, à cause de l'inertie thermique de la colonne gazeuse.

Or, les expériences effectuées à des fréquences de modulation différentes, ont montré que l'intensité des signaux triangulaires décroît très rapidement quand la fréquence de modulation augmente, selon une loi

absolument caractéristique des phénomènes thermiques. Les signaux triangulaires sont donc liés directement à l'échauffement du gaz. Ils correspondent à une modification du système d'ondes stationnaires dans la colonne gazeuse, résultant des variations de vitesse des ultrasons.

Les signaux rectangulaires ne peuvent pas avoir la même origine. Ils correspondent en effet à un phénomène pratiquement instantané qui suit les variations de l'intensité du rayonnement reçu par le gaz. Ce fait est confirmé par les expériences effectuées en fonction de la fréquence de modulation. L'intensité des signaux rectangulaires reste sensiblement constante quand la fréquence augmente, les signaux triangulaires ayant pratiquement disparu.

Ces signaux rectangulaires ont été observés dans différents gaz sans qu'il soit nécessaire de se placer dans la zone de dispersion des ultrasons. Il semble que le temps de relaxation caractéristique des échanges d'énergie de translation et de vibration ne joue pas dans le phénomène instantané un rôle essentiel. Ce phénomène pourrait être lié au fait que, dans le gaz soumis au rayonnement, le nombre de molécules excitées n'est plus celui correspondant à la loi de Boltzmann.

(*) Séance du 12 juin 1957.

(1) *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 1484.

MAGNÉTISME. — *Variation du champ de résonance dans des ferrites-chromites de nickel-zinc*. Note (*) de MM. **Roger Vautier** et **Wladimir Kagan**, présentée par M. Gaston Dupouy.

On a trouvé que la diminution de l'aimantation M obtenue par substitution partielle de Cr_2O_3 à Fe_2O_3 entraîne une diminution du champ produisant la résonance. Les variations observées ne sont pas celles prévues par la théorie classique de la résonance ferromagnétique.

Dans une Note précédente (1) nous avons signalé que la substitution équimoléculaire de Cr_2O_3 à une partie de Fe_2O_3 dans des ferrites-chromites de nickel-zinc entraîne une diminution très forte de l'absorption de l'onde hyperfréquence traversant ces matériaux.

Ce résultat semble normal d'après la théorie classique de la résonance ferromagnétique souvent utilisée pour étudier ces phénomènes. En effet, la substitution précédente a pour principal résultat de diminuer considérablement le moment à saturation M, comme le montre la figure 1.

Or, d'après la formule de C. Kittel (2) s'appliquant à un échantillon cylindrique soumis à un champ statique parallèle à son axe, on a

$$\omega = \gamma [H_r + (N_x - N_z) M],$$

où

ω, pulsation de l'onde électromagnétique;
γ, rapport gyromagnétique;
H_r, champ statique produisant la résonance;
N_x, facteur de désaimantation dans un plan perpendiculaire au champ;
N_z, facteur de désaimantation suivant l'axe du champ;
M, aimantation à saturation.

On voit sur cette formule que dans le cas $N_x - N_z > 0$, lorsque ω reste constante, à une diminution de M doit correspondre une augmentation de H .

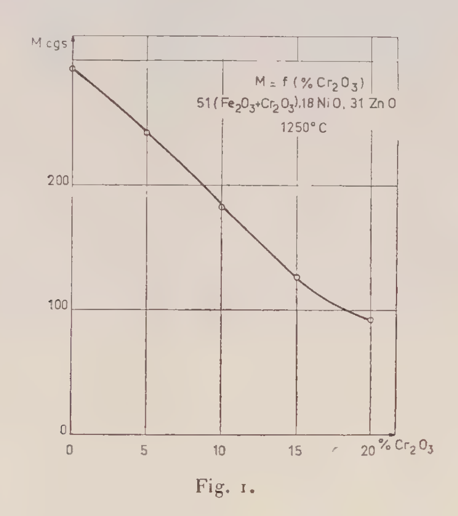


Fig. 1.

Il est donc légitime d'expliquer la diminution des pertes dans les matériaux contenant du chrome par le fait que le champ produisant la résonance étant plus élevé, le point de fonctionnement qui utilise un champ faible se trouve alors plus éloigné des conditions de résonance ([3]).

Contrairement à ce que laisse prévoir cette théorie, nous avons trouvé dans nos expériences qu'à la diminution de M, obtenue par substitution de Cr_2O_3 à Fe_2O_3, correspondait une diminution de H_r.

Les expériences ont été effectuées sur des séries de cinq cylindres de mêmes dimensions (longueur, 6 mm; diamètre, 5,3 mm) dont la teneur moléculaire en chrome variait de 0 à 20 %.

Le champ de résonance a été déterminé à 9 575 MHz par la méthode de transmission en guide circulaire, comme correspondant au maximum d'absorption et au changement de signe de la rotation de Faraday.

La figure 2 montre une des séries de courbes obtenues.

Les courbes *a* et *a'* de la figure 3 représentent les variations de H_r et α_r (affaiblissement dû à la résonance), en fonction du pourcentage de Cr_2O_3, déduites de la figure 2.

La courbe *b* de la figure 3 représente la variation du champ de résonance prévue par la formule de Kittel, en supposant que γ reste constant. Pour ce calcul, les facteurs démagnétisants ont été évalués par assimilation du cylindre à un ellipsoïde ([4]).

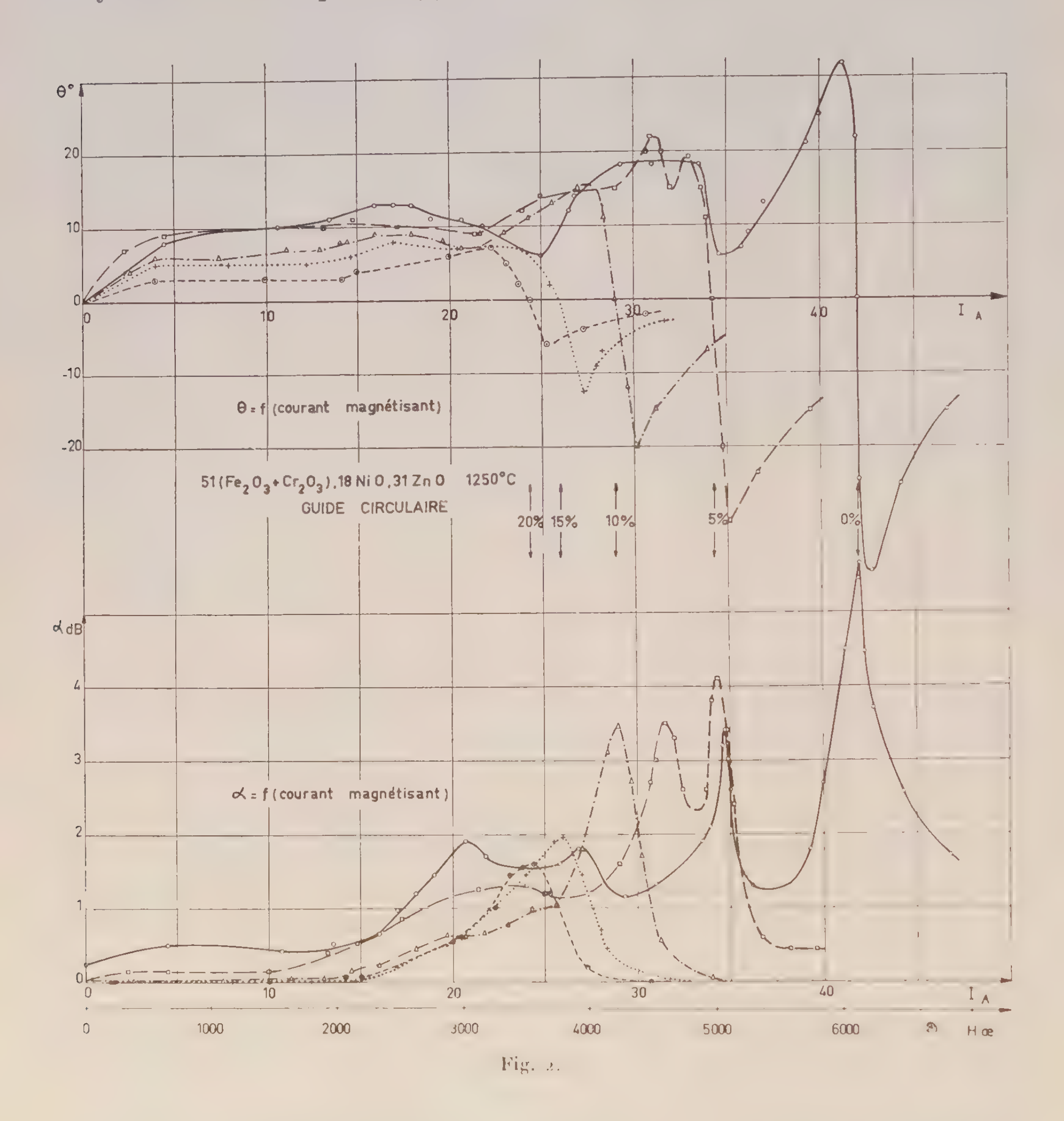


Fig. 2.

On voit que le champ de résonance diminue très nettement quand le pourcentage de Cr_2O_3 augmente. Par ailleurs on remarque que l'amplitude du maximum dû à la résonance varie dans le même sens que les pertes pour un champ faible.

Il semble donc que les formules de Kittel ne doivent être employées qu'avec prudence dans le cas des matériaux comportant plusieurs sous-réseaux.

L'interprétation de ces expériences doit naturellement tenir compte des dimensions relativement élevées de nos échantillons. Ces dimensions sont de l'ordre de grandeur utilisé pour les applications pratiques.

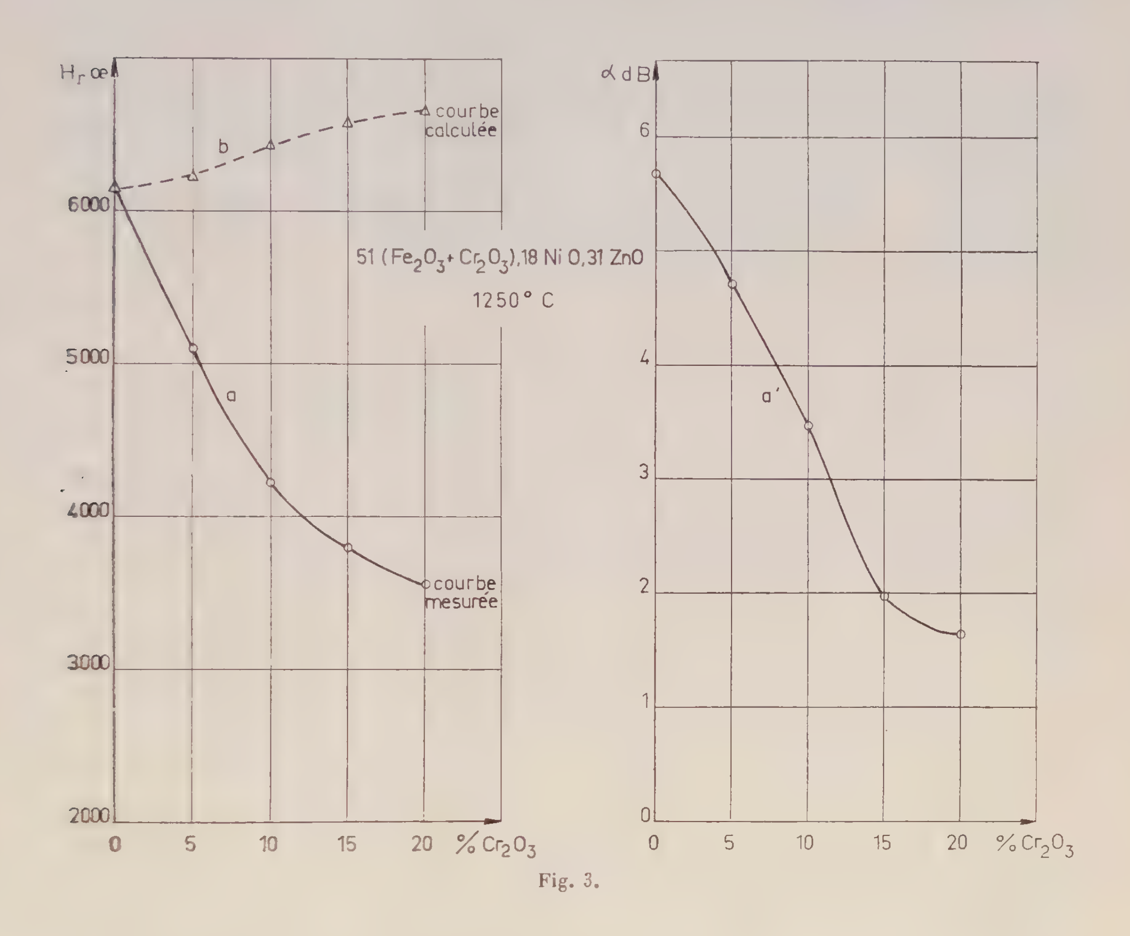


Fig. 3.

Des mesures en guide rectangulaire sont en cours pour préciser l'influence des dimensions sur les conditions de résonance. Jusqu'à présent, elles ont confirmé les résultats précédents.

(*) Séance du 12 juin 1957.

(1) C. Guillaud, R. Vautier et W. Kagan, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2781.

(2) *Phys. Rev.*, 73, n° 2, 1948, p. 155-161.

(3) L. G. Van Uitert, J. P. Schafer et C. L. Hogan, *J. appl. Phys.*, 25, n° 7, juillet 1954, p. 925-926.

(4) P. M. Prache, *Noyaux et coquilles magnétiques*, 1952, Dunod, Paris.

ÉLECTROMAGNÉTISME. — *Sur la variation de la polarisation des ondes ultracourtes due à l'hétérogénéité de la troposphère.* Note (*) de M. **Gottfried Eckart**, présentée par M. Louis de Broglie.

Souvent on observe que le champ E rayonné par une antenne verticale n'est plus polarisé verticalement à l'endroit de la réception. L'explication de cet effet est la suivante :

Soit $\varepsilon = 1 + \varepsilon_1(x, y, z)$ la constante diélectrique, où ε_1 est partout très petit par rapport à 1 ($\varepsilon_1 < 10^{-3}$), $\mu = 1 = \text{const}$. On déduit facilement des équations de Maxwell, les équations d'onde :

$$\Delta\vec{H} + \omega^2\varepsilon_0[1 + \varepsilon_1(x, y, z)]\mu_0\mu\vec{H} = j\omega\varepsilon_0\left[\vec{E} \wedge \overrightarrow{\text{grad}}\,\varepsilon_1\right], \tag{1}$$

$$\Delta\vec{E} + \omega^2\varepsilon_0[1 + \varepsilon_1(x, y, z)]\mu_0\mu\vec{E} = -\text{grad}\left(\vec{E}, \frac{1}{\varepsilon}\overrightarrow{\text{grad}}\,\varepsilon_1\right). \tag{2}$$

Il est évident que ces équations peuvent être décomposées en trois composantes indépendantes si les deuxièmes membres s'annulent ; dans ce cas, la polarisation des ondes n'est pas affectée par l'hétérogénéité du milieu de propagation. Cette condition est bien remplie dans les trois hypothèses suivantes :

$$\varepsilon_1 = \text{const.}, \quad \text{c'est-à-dire dans un milieu homogène,} \tag{3}$$

$$\left[\vec{E} \wedge \overrightarrow{\text{grad}}\,\varepsilon_1\right] = 0, \quad \text{c'est-à-dire si E est parallèle à grad}\,\varepsilon_1, \tag{4}$$

$$\left(\vec{E}, \frac{1}{\varepsilon}\overrightarrow{\text{grad}}\,\varepsilon_1\right) = 0, \quad \text{c'est-à-dire si E est perpendiculaire à } \overrightarrow{\text{grad}}\,\varepsilon_1. \tag{5}$$

En général, les trois composantes (selon x, y, z) des champs E et H sont liées et nous allons étudier ces relations pour H.

L'équation (1) s'écrit avec

$$\vec{E} = \frac{1}{j\omega\varepsilon_0}\text{rot}\,\vec{H}. \tag{6}$$

$$\Delta H_x + \omega^2\varepsilon_0 . 1\,\mu_0\mu H_x = -\omega^2\varepsilon_0\varepsilon_1\mu_0\mu H_x + \frac{1}{1+\varepsilon_1}\left(\left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x}\right)\frac{\partial\varepsilon_1}{\partial z} - \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}\right)\frac{\partial\varepsilon_1}{\partial y}\right), \tag{7}$$

$$\Delta H_y + \omega^2\varepsilon_0 . 1\,\mu_0\mu H_y = -\omega^2\varepsilon_0\varepsilon_1\mu_0\mu H_y + \frac{1}{1+\varepsilon_1}\left(\left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}\right)\frac{\partial\varepsilon_1}{\partial x} - \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z}\right)\frac{\partial\varepsilon_1}{\partial z}\right), \tag{8}$$

$$\Delta H_z + \omega^2\varepsilon_0 . 1\,\mu_0\mu H_z = -\omega^2\varepsilon_0\varepsilon_1\mu_0\mu H_z + \frac{1}{1+\varepsilon_1}\left(\left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z}\right)\frac{\partial\varepsilon_1}{\partial y} - \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x}\right)\frac{\partial\varepsilon_1}{\partial x}\right). \tag{9}$$

Soit dans un milieu de propagation ($\varepsilon = 1$), une zone de constante diélectrique $\varepsilon = 1 + \varepsilon_1$, on peut résoudre le système d'équations différentielles (7),

(8), (9) par une méthode d'approximations successives. On recommence par une onde plane comme première approximation :

(10) $$H_{x_0} = \exp[-jky + j\omega t]; \qquad k = \omega\sqrt{\varepsilon_0 . 1\,\mu_0\mu},$$

(11) $$E_{z_0} = Z\exp[-jky + j\omega t]; \qquad Z = \sqrt{\frac{\mu_0\mu}{\varepsilon_0 . 1}},$$

$$H_{y_0} = H_{z_0} = E_{x_0} = E_{y_0} = 0.$$

En substituant dans (8), on obtient

(12) $$H_{y_1} = \iiint_{\substack{\text{zone d'hétéro-}\\ \text{généité de } \varepsilon}} \left(\frac{\partial H_{x_0}}{\partial \eta}\right) \frac{1}{(1+\varepsilon_1)} \left(\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial \eta}\right) \frac{e^{-jkR}}{R}\, d\tau.$$

où $d\tau$, élément de volume $d\xi\, d\eta\, d\zeta$,

$$R = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2};$$

ξ, η, ζ, coordonnées d'un point du milieu de propagation passé par le rayonnement, x, y, z = coordonnées du point d'observation.

Aussi on a

(13) $$H_{z_1} = 0.$$

Alors on substituera H_{y_1} dans le système (7), (8), (9); on obtiendra H_{x_1}, H_{y_2}, H_{z_2} et ainsi de suite.

L'apparition de H_y muni d'une phase montre la variation de la polarisation de H que nous n'étudierons pas ici dans le détail.

On pourrait adopter un procédé analogue pour E.

(*) Séance du 12 juin 1957.

ÉLECTROMAGNÉTISME. — *Propagation d'une onde électromagnétique plane à travers une couche ionosphérique.* Note (*) de M. **Paul Poincelot**, présentée par M. Pierre Lejay.

Je pars des hypothèses suivantes : par rapport à un trèdre trirectangle $Oxyz$ dont l'axe Oz est vertical, la couche ionosphérique est limitée par les cotes $z=0$ et $z=2h$. Le milieu n'est pas polarisé, les électrons subissent exclusivement deux forces : 1° celle qui est exercée par le champ électromagnétique; 2° une résistance visqueuse due aux chocs entre électrons et autres corpuscules et proportionnelle à la vitesse. La densité des électrons ne dépend que de l'altitude z; sa répartition est parabolique. L'onde incidente est plane et se propage verticalement, de bas en haut. En unités M. K. S. A. rationalisées, les équations de Maxwell s'écrivent

$$-\frac{d\mathcal{H}}{dz} = i\omega\varepsilon_0 E + N ev, \qquad \frac{dE}{dz} = -i\omega\mu_0\mathcal{H},$$

ε_0 et μ_0 étant les constantes du vide, N la densité des électrons, e leur charge algébrique, v leur vitesse. Ces équations sont obtenues en négligeant la composante longitudinale du champ électrique (hypothèse d'Eccles, etc.): La résistance visqueuse due aux chocs est exprimée par les relations

$$(r + im\omega)v = Ee, \qquad v = \frac{Ee}{r + im\omega}. \tag{2}$$

On trouve la relation

$$\frac{d^2E}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2}\left[1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2\left(1 - i\frac{\gamma}{\omega}\right)}\right]E, \qquad \left(\gamma = \frac{r}{m}\right), \tag{3}$$

ω_0 désignant la pulsation critique à l'altitude z. J'admets une variation parabolique de ω_0^2, telle que

$$\omega_0^2 = \omega_m^2\left[2\frac{z}{h} - \left(\frac{z}{h}\right)^2\right], \tag{4}$$

ω_m étant la pulsation critique de la couche, maximum de ω_0. A partir de (3) et (4), on établit l'équation de propagation (équation de Weber) :

$$\frac{d^2E}{dw^2} + \left(\nu + \frac{1}{2} - \frac{w^2}{4}\right)E = 0, \tag{5}$$

avec

$$\nu = e^{-i\frac{\pi}{2}}\pi\frac{h}{\lambda}\frac{\omega}{\omega_m}\left(1 - i\frac{\gamma}{\omega}\right)^{\frac{1}{2}}\left[\frac{\omega_m^2}{\omega^2\left(1 - i\frac{\gamma}{\omega}\right)} - 1\right] - \frac{1}{2}, \tag{6}$$

$$w = e^{-i\frac{\pi}{4}}\sqrt{4\pi\frac{h}{\lambda_m}}\left(1 - i\frac{\gamma}{\omega}\right)^{-\frac{1}{4}}\left(\frac{z}{h} - 1\right), \tag{7}$$

dont la solution générale est

$$E(w) = AD_\nu(w) + BD_{-\nu-1}(iw), \tag{8}$$

d'où, en vertu de (1) :

$$\mathcal{H}(w) = e^{i\frac{\pi}{4}}\frac{1}{\mu_0\omega h}\sqrt{4\pi\frac{h}{\lambda_m}}\left(1 - i\frac{\gamma}{\omega}\right)^{-\frac{1}{4}}[AD'_\nu(w) + iBD'_{-\nu-1}(iw)]. \tag{9}$$

Pour déterminer les constantes arbitraires A et B, j'écris les relations de continuité des composantes tangentielles des champs à la base et au sommet de la couche, soit pour $z = 0$ et $z = 2h$, où la variable w prend respectivement les valeurs $-w_0$ et w_0, avec

$$w_0 = e^{-i\frac{\pi}{4}}\sqrt{4\pi\frac{h}{\lambda_m}}\left(1 - i\frac{\gamma}{\omega}\right)^{-\frac{1}{4}}. \tag{10}$$

Au sommet de la couche, l'onde devient plane et je peux écrire

$$\frac{E(w_0)}{\mathcal{H}(w_0)} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = \mu_0 c. \tag{11}$$

A la base de la couche, je désigne par ρ le coefficient de réflexion complexe du champ électrique. Il vient

(12) $$1+\rho = \mathrm{E}(-\varpi_0), \qquad \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}(1-\rho) = \mathcal{H}(-\varpi_0),$$

d'où l'expression du coefficient de réflexion

(13) $$\rho = \frac{\mathrm{E}(-\varpi_0) - \mu_0 c \mathcal{H}(-\varpi_0)}{\mathrm{E}(-\varpi_0) + \mu_0 c \mathcal{H}(-\varpi_0)}.$$

et la relation

(14) $$\mathrm{E}(-\varpi_0) + \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\mathcal{H}(-\varpi_0) = 2.$$

Je pose

(15) $$\sigma = e^{i\frac{\pi}{4}} \frac{\sqrt{4\pi \frac{h}{\lambda_m}}}{2\pi \frac{h}{\lambda}} \left(1 - i\frac{\Upsilon}{\omega}\right)^{-\frac{1}{4}}.$$

En vertu de (8), (9), (11) et (14), il vient, pour la détermination de A et B, le système suivant de deux équations algébriques linéaires à deux inconnues :

(16) $$\begin{cases} \mathrm{A}[\mathrm{D}_\nu(\quad\varpi_0) - \sigma \mathrm{D}'_\nu(\quad\varpi_0)] + \mathrm{B}[\mathrm{D}_{-\nu-1}(\quad i\varpi_0) - i\sigma \mathrm{D}'_{-\nu-1}(\quad i\varpi_0)] = 0, \\ \mathrm{A}[\mathrm{D}_\nu(-\varpi_0) + \sigma \mathrm{D}'_\nu(-\varpi_0)] + \mathrm{B}[\mathrm{D}_{-\nu-1}(-i\varpi_0) + i\sigma \mathrm{D}'_{-\nu-1}(-i\varpi_0)] = 2. \end{cases}$$

L'onde transmise après la traversée de la couche a pour amplitude

(17) $$\mathrm{E} = |\mathrm{A}\,\mathrm{D}_\nu(\varpi_0) + \mathrm{B}\,\mathrm{D}_{-\nu-1}(i\varpi_0)|.$$

(*) Séance du 12 juin 1957.

PHOTOGRAPHIE. — *Étude des caractéristiques des émulsions photographiques exposées à des flux constants d'électrons ou de lumière.* Note (*) de M. **Pierre Vernier**, présentée par M. André Danjon.

Des mesures photométriques effectuées au Mont Palomar ont montré qu'une plaque photographique, pour un grain développé, a reçu en moyenne 1000 photons (1). D'autres auteurs (2) ont trouvé 200 à 1000. On sait, d'autre part, que dans les plaques nucléaires, l'action d'un seul électron peut suffire à rendre développable certains grains.

Lorsqu'une particule perd de l'énergie dans un grain de bromure d'argent, elle peut provoquer, dans un centre de sensibilité de ce grain, une transformation. Si un même centre de sensibilité a subi r transformations, il aboutit à un germe qui rend développable tout le grain. r, qui peut dépendre du centre et du grain, présente, en excluant les grains du voile chimique, un minimum r_0. Pour expliquer les défauts de réciprocité,

on admet que les transformations du centre peuvent être réversibles, soit spontanément, soit sous l'action d'autres particules.

Le but de ce travail est de construire un modèle statistique d'émulsion et d'en déduire les valeurs de r par comparaison avec l'expérience.

Nous avons calculé la probabilité ϖ pour qu'un centre donné se transforme en germe quand la plaque a reçu un éclairement constant pendant le temps θ. Nous avons trouvé, en ne supposant rien d'autre que l'existence des centres, que le rapport ϖ/θ^r tend vers une valeur finie non nulle quand θ tend vers zéro et reste constant, en l'absence de solarisation, quand $r = 1$.

Habituellement, on admet que, dans les émulsions photographiques, la densité D est proportionnelle au poids d'argent par unité de surface (loi de Beer). Dans cette hypothèse nous avons déduit de la limite de ϖ/θ^r, que D/θ^{r_0} tend vers une limite finie non nulle quand θ tend vers zéro, résultat en accord avec tous les modèles de plaques proposés ([3]) et en particulier avec le résultat connu pour r toujours égal à 1 :

(1) $$D = D_{max}(1 - e^{-k\theta}) \qquad (D_{max}, \text{ densité maximum}; \ k, \text{ constante}).$$

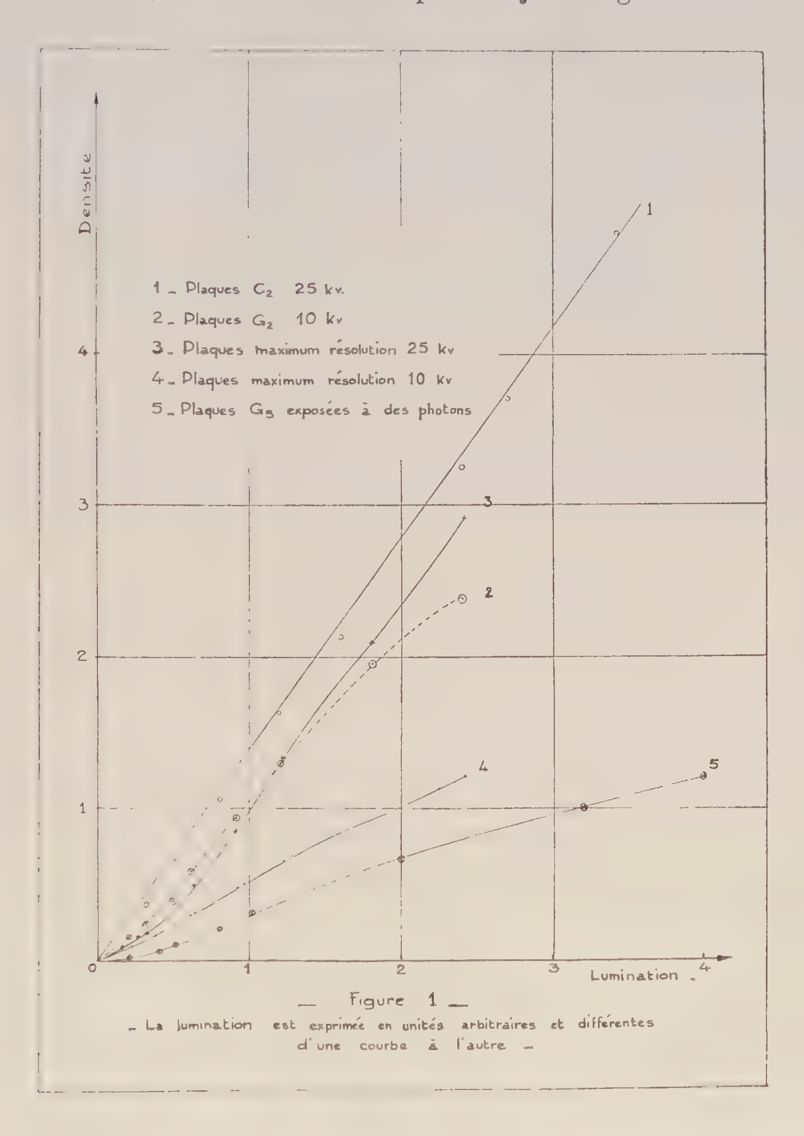
La loi de Beer serait vraie si l'argent était infiniment dispersé dans la gélatine. En fait l'image dans un microscope des émulsions n'a pratiquement aucune demi-teinte et même les grains les plus fins (Kodak Maximum Resolution) apparaissent comme de petites taches assez sombres. Si l'on opère avec un densitomètre dont l'optique a les caractéristiques de celle d'un microscope, on doit être très proche du modèle où l'on peut considérer que la transparence T est égale au rapport de la surface d'émulsion sur laquelle ne se projette aucun grain d'argent à la surface totale considérée S. Ce modèle est vrai en toute rigueur quand les grains d'argent sont assez gros pour qu'on puisse négliger les effets de diffraction et de pénombre sur leurs bords. Dans cette hypothèse nous avons calculé la probabilité $p(x, y)$ pour qu'un point P de coordonnées x, y dans le plan de l'émulsion, ne soit pas recouvert par un grain d'argent et en assimilant T à son espérance mathématique nous avons trouvé :

1° D/θ^{r_0} tend encore vers une valeur finie non nulle quand θ tend vers zéro;

2° Si r est toujours égal à 1 et en supposant en outre que la surface recouverte par un grain d'argent est la même, que les grains voisins soient développables ou non, la caractéristique (D, θ) est linéaire si $p(x, y)$ ne dépend pas de x et y, concave vers les faibles densités si $p(x, y)$ dépend de x et y.

Comparaison des caractéristiques expérimentales à la théorie proposée. — Les caractéristiques (D, θ) [*fig.* 1, ([4])], de plaques exposées à des électrons de 10 à 25 kV sont le plus souvent sensiblement linéaires. Nous en

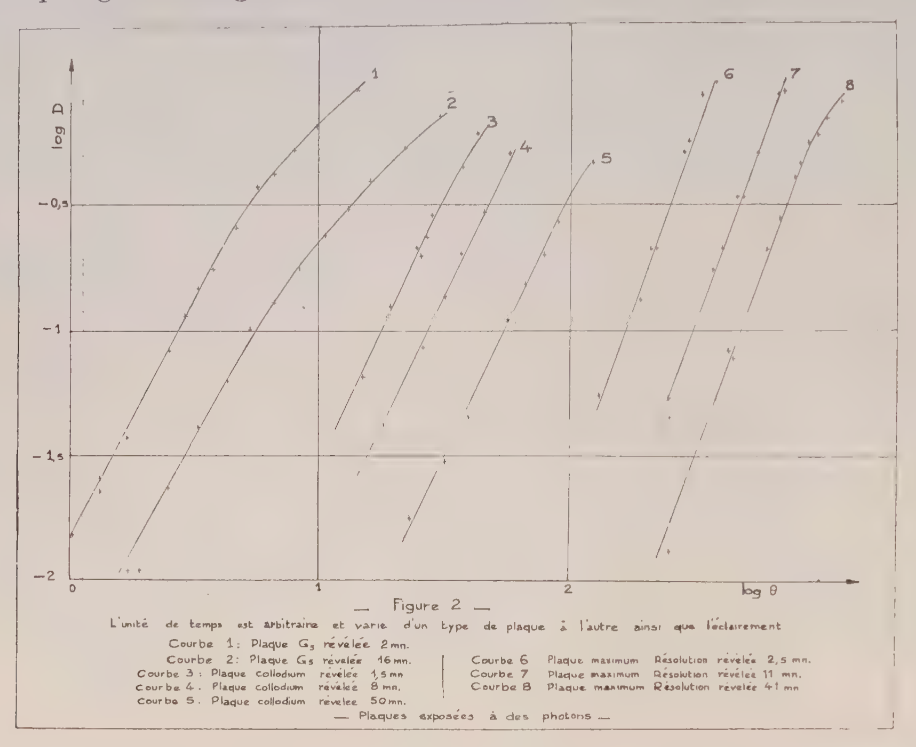
concluons, dans ces cas, que l'action d'un électron est toujours suffisante pour transformer un centre de sensibilité en germe. La plaque « Maximum Resolution », peu sensible, fait exception quand elle est exposée à des électrons de 25 kV, r ne serait alors pas toujours égal à 1.



— Figure 1 —
– La lumination est exprimée en unités arbitraires et différentes d'une courbe à l'autre –

La courbe 5 (*fig.* 1) représente la caractéristique (D, θ), d'une plaque exposée à la lumière, la tangente à l'origine, parallèle à l'axe des densités, montre qu'un photon est toujours insuffisant pour créer un germe. La pente limite, quand θ tend vers zéro, des caractéristiques (log D, log θ) (*fig.* 2) doit être, suivant notre modèle, égale à r_0, elle est en général voisine de 2, avec une exception pour les plaques « Maximum Resolution ». Nous en concluons que, en général, pour une fraction notable des centres de sensi-

bilité, deux photons suffisent pour créer un germe de développement. Pour expliquer la différence entre les 200 ou 1000 photons qu'a reçus la plaque par grain d'argent développé et les deux (ou parfois trois) nécessaires pour créer un germe, on peut considérer qu'une partie importante de la lumière n'est pas absorbée par l'émulsion. Quant au reste, s'il provoque le processus primaire dans le cristal il semble qu'il n'aboutisse pas, dans la majorité des cas, à la formation d'un germe. En outre, dans un grain développable, peuvent se trouver plusieurs germes.



— Figure 2 —

L'unité de temps est arbitraire et varie d'un type de plaque à l'autre ainsi que l'éclairement

Courbe 1 : Plaque G_5 révélée 2 mn.
Courbe 2 : Plaque G_5 révélée 16 mn.
Courbe 3 : Plaque collodium révélée 1,5 mn
Courbe 4. Plaque collodium révélée 8 mn.
Courbe 5. Plaque collodium révélée 50 mn.
Courbe 6 Plaque maximum Résolution révélée 2,5 mn.
Courbe 7 Plaque maximum Résolution révélée 11 mn.
Courbe 8 Plaque maximum Résolution révélée 41 mn

— Plaques exposées à des photons —

(*) Séance du 12 juin 1957.

(1) STRUVE, *Sky and Telescope*, mars 1955, p. 186-188.

(2) WEBB, *J. Opt. Soc. Amer.*, 38, nº 4, avril 1948, p. 312-323.

(3) TELLEZ-PLASENZIA, *Science et Industrie Photographiques*, 25, novembre 1954, p. 425-432.

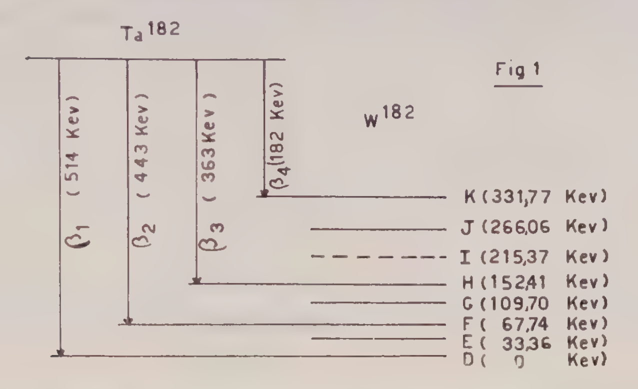
(4) DIGBY, FIRTH et HERCOCK, *J. Phot. Sc.*, 1, p. 194-208.

(*Observatoire de Paris.*)

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur le spectre β du noyau* ^{182}Ta. Note (*) de MM. **JEAN DEMUYNCK**, **JULIEN VERHAEGHE** et **BERNARD VAN DER VELDE**, présentée par M. Frédéric Joliot.

L'élément ^{182}Ta, émetteur β d'une période de 111 jours, donne lieu à un certain nombre de niveaux d'excitation du ^{182}W. Son spectre, dans la région

de 250 keV, est fortement perturbé par la présence d'un grand nombre de raies de conversion interne provenant de la désexcitation du ^{182}W. Il a été étudié récemment par Murray, Bœhm, Marmier et Du Mond [1].



Ces auteurs ayant mesuré avec précision la radiation γ provenant du noyau ^{182}W, ont proposé un schéma constitué par huit niveaux différents désignés par les lettres K, J, ..., D (*fig.* 1). Pour la valeur de l'énergie maximum du spectre β continu qui correspond au niveau D ils ont trouvé 510 ± 10 keV.

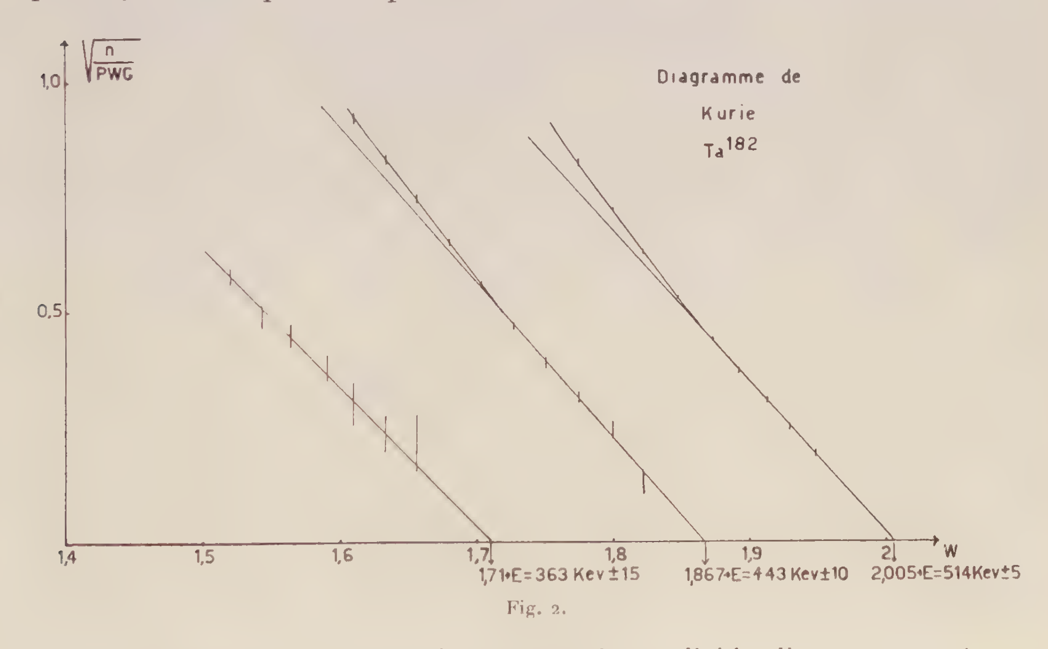


Fig. 2.

Nous avons mesuré avec soin cette région à l'aide d'un spectromètre à double focalisation. Le diagramme de Kurie (*fig.* 2) montre clairement trois composantes qui présentent les énergies maxima

$$E_{\beta_1} = 514 \pm 5 \text{ keV},$$
$$E_{\beta_2} = 443 \pm 10 \text{ keV},$$
$$E_{\beta_3} = 363 \pm 15 \text{ keV}$$

et les intensités relatives 100, 64 et 28.

Contrairement aux prévisions de Murray et al. le dernier spectre correspond vraisemblablement à la transition au niveau H.

Nous n'avons pu mesurer la quatrième composante du diagramme qui devrait correspondre au niveau K, celle-ci étant fortement masquée par les radiations de conversion.

(*) Séance du 12 juin 1957.

(1) *Phys. Rev.*, 97, 1955, p. 1007.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Facteur de découplage et modèle collectif.* Note de M. **Jean Yoccoz**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Le spectre de rotation, dans le cadre de nos approximations [(1), (2)] est donné par

$$(1)\qquad \int_0^{\pi} d^{I}_{KK}(\theta)\,[H(\theta)-E(\theta)]\sin\theta\, d\theta = 0.$$

Nous donnons ici le traitement détaillé de cette équation faisant apparaître le facteur de découplage dans le cas $K=1/2$. Dans tous les cas, si la déformation permanente du noyau est assez grande (couplage fort), les contributions aux intégrales (1) provenant des régions $\theta\sim\pi/2$ sont petites. Il reste à analyser essentiellement les contributions $\theta\sim 0$ et $\theta\sim\pi$. En posant $u=\sin^2(\theta/2)$, (1) s'écrit

$$(2)\qquad \int_0^{\frac{1}{2}} \{ d^{I}_{KM}(u)\,[H(u)-EN(u)] + d^{I}_{KK}[H(1-u)-EN(1-u)]\}\, du = 0.$$

On utilisera les développements

$$(3)\qquad \begin{cases} d^{I}_{KK}(u) = (1-u)^{K}[1-Au+Bu^2\ldots]\quad A = I(I+1)-K(K+1),\\ d^{I}_{KK}(1-u) = u^{K}\dfrac{(I+K)!}{(I-K)!}\,\dfrac{1}{(2K)!}(-1)^{I-K}[1-A'u+B'u^2\ldots]. \end{cases}$$

D'autre part nous supposerons par analogie avec le cas $K=0$ (hypothèses confirmées par la suite dans les deux cas concrets traités)

$$(4)\qquad \begin{cases} N(u) = (1-u)^{K}e^{-\lambda u}[1+\ldots],\\ H(u) = N(u)[H_0+H_1u+\ldots],\\ N(1-u) = Cu^{K}e^{-\lambda u}[1+\ldots] \qquad (C=\text{const.}),\\ H(1-u) = N(1-u)[H_0+H'_1u+\ldots] \end{cases}$$

La présence de u^K dans $N(1-u)$ peut d'ailleurs être démontrée en toute généralité. L'intégration sur u transforme ces développements en $1/\lambda$ (λ, nombre de l'ordre de 150). Se bornant à étudier les termes jusqu'à l'ordre $1/\lambda^2$

et posant

$$n_1 = \frac{\int_0^{\frac{1}{2}} (1-u)^K e^{-\lambda u} u\, du}{\int_0^{\frac{1}{2}} (1-u)^K e^{-\lambda u}\, du} = O\left(\frac{1}{\lambda}\right),$$

$$n_2 = \frac{\int_0^{\frac{1}{2}} (1-u)^K e^{-\lambda u} u^2\, du}{\int_0^{\frac{1}{2}} (1-u)^K e^{-\lambda u}\, du} = O\left(\frac{1}{\lambda^2}\right),$$

on trouve que

1° Pour $K=0$, les régions $\theta=0$ et $\theta=\pi$ contribuent également, et

$$N(1-u) = N(u); \qquad H(1-u) = H(u).$$

$$E = E_0 + I(I+1)H_1(n_1^2 - n_2) + O\left(\frac{1}{\lambda^3}\right) = E_0 + I(I+1)\frac{\hbar^2}{2J} + O\left(\frac{1}{\lambda^3}\right)$$

l'identification [*voir* (2)] $\hbar^2/2J = H_1(n_1^2 - n_2)$.

I impair exclu.

2° Pour $K=1/2$, la région $\theta \sim \pi$ contribue encore

$$E = E_0 + \frac{\hbar^2}{2J}\left[I(I+1) - K(K+1) + (-1)^{\left(I+\frac{1}{2}\right)} a\left(I+\frac{1}{2}\right)\right],$$

$$\frac{2J}{\hbar^2} = H_1(n_1^2 - n_2), \qquad a = C\frac{H_1 n_1^2 - H'_1 n_2}{H_1 n_1^2 - H_1 n_2}.$$

3° Pour $K \geq 1$, la région $\theta=\pi$ ne contribue plus à cet ordre en $1/\lambda$ (par suite du facteur u^{2K}).

$$E = E_0 + \frac{\hbar^2}{2J}[I(I+1) - K(K+1)].$$

Ces formules sont identiques aux formules données par Bohr et Mottelson.

Le calcul de a a été fait dans deux cas.

1° Comme dans la théorie de Bohr et Mottelson, le dernier nucléon est isolé (la fonction d'onde intrinsèque n'est pas symétrisée par rapport à cette particule). D'autre part l'ensemble des interactions de ce nucléon avec les autres est remplacé par le potentiel équivalent du modèle en couches. Dans ce cas, il est facile de vérifier que les hypothèses (4) sont vérifiées avec

$$c = \sum_j (-1)^{j-\frac{1}{2}}\left(j+\frac{1}{2}\right)|C_j|^2.$$

$$H'_1 = H_1.$$

D'où

(5) $$a = \sum (-1)^{j-\frac{1}{2}}\left(j+\frac{1}{2}\right)|c_j|^2,$$

comme dans la théorie susmentionnée, avec les mêmes notations.

2° On prend le modèle à potentiel harmonique utilisé dans (2), sans couplage spin orbite. Par calcul direct des intégrales $H(\beta)$ et $N(\beta)$, on constate que (4) est encore vrai. En particulier $H(\beta) = N(\beta)[H_0 + H_1 \sin^2\beta + \ldots]$. Le crochet est invariant par rapport à la transformation $u \to 1 - u$. $H'_1 = H_1$.

Pour les niveaux $K = 1/2$, $L_z = 0$, $s_z = 1/2$.

$$a = +1 [C = +1] \qquad \text{pour les niveaux } \frac{1}{2}+,$$

$$a = -1 [C = -1] \qquad \text{pour les niveaux } \frac{1}{2}-.$$

Pour les niveaux $K = 1/2$, $L_z = 1$, $s_z = -1/2$, $a = 0$.

Ces résultats, qui tiennent compte du principe de Pauli, sont identiques à ceux obtenus par applications de (5) à ce modèle simplifié. Il semble donc que ce principe ne joue pas un grand rôle dans le calcul du facteur de découplage par (5) (B. R. Mottelson et S. G. Nilsson). Le fait que le modèle simplifié ne donne pas de facteurs de découplage corrects est prévisible, puisque ce facteur dépend beaucoup du dernier niveau, et que la structure de celui-ci n'est pas correctement donnée par le modèle simplifié. L'intérêt de ce cas réside seulement dans l'application correcte du Principe de Pauli.

(1) R. Peierls et J. Yoccoz, *Proc. Phys. Soc.*, A **70**, 1957, p. 381.
(2) J. Yoccoz, *Proc. Phys. Soc.*, A **70**, 1957, p. 388, *Thèse*, Paris, 1956.
(3) B. R. Mottelson et S. G. Nilsson, *Z. Physik*, **141**, 1953, p. 217.

(*Laboratoire de Physique et Chimie nucléaires, Collège de France, Paris.*)

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *La désexcitation du* ^{12}C *par l'émission d'une paire nucléaire.* Note de M. **Radha Raman Roy**, Mme **Marie-Louise Goes** et M. **Amand Pirson**, transmise par M. Émile Henriot.

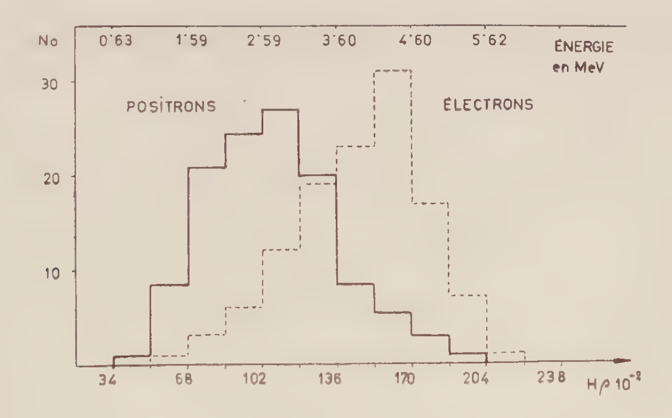
Nous avons étudié les paires nucléaires émises lors de la transition 0 — 0 du niveau de 7,65 MeV du ^{12}C produit par la réaction $^9Be(\alpha, n)\,^{12}C$. Sur plus de 8 000 photographies, nous avons observé 120 paires d'électrons et positons. Nous avons donné les courbes des distributions d'énergie des positons et électrons.

On sait (1) que lorsque le ^9Be est bombardé par des particules α de 5,3 MeV, le noyau composé ^{13}C se désintègre par l'émission de trois groupes de neutrons en laissant le noyau final ^{12}C ou bien dans l'état fondamental, ou bien dans l'un des deux états excités de 4,43 et 7,65 MeV. Par la mesure de la corrélation angulaire des paires de conversion, il a été trouvé (2) que l'état de 4,43 MeV avait $J = 2$. Harries (2) a observé que l'état de 7,65 MeV se désintègre par l'émission de paires; en vertu de l'absence d'un rayonnement γ de 7,65 MeV, il conclut que l'état

de 7,65 MeV a J = o, et que les paires observées sont émises lors d'une transition monopolaire o — o, le moment angulaire de l'état fondamental étant précisément o.

Dans notre expérience, nous avons recherché la distribution d'énergie des positons et électrons des paires nucléaires en provenance de la désintégration de l'état de 7,65 MeV.

Dans le but de réaliser cette expérience, nous avons utilisé une chambre à diffusion continue d'un diamètre intérieur de 24 cm, concurremment avec un champ magnétique de 850 gauss, afin de déterminer l'énergie des positons et électrons. Une fine feuille de béryllium était bombardée par les particules α de 5,3 MeV d'une source de polonium de 50 mC. Dans le but d'éviter la saturation de la chambre par les rayons X mous émis par la source, un dispositif automatique d'obturation a été incorporé devant la source. Le mouvement de l'obturateur était synchronisé avec la photographie, de telle sorte que l'obturateur s'ouvrait pendant une fraction de seconde, juste avant que l'éclair de la lampe à éclair ne se produise, permettant par cela même aux particules α de bombarder la cible de béryllium. Huit photographies étaient ainsi prises par minute. La qualité des traces de positons et électrons obtenues était excellente, en réduisant le volume sensible à un minimum et en employant un mélange de 70 % de méthanol et 30 % d'eau distillée. Nous avons pris plus de 8 000 photographies. Les photographies furent examinées après projection des traces, en vraie grandeur.



Les paires nucléaires de l'état de 7,65 MeV ont été séparées des paires de conversion de l'état de 4,43 MeV par la considération de l'énergie totale. L'énergie cinétique totale de la paire de conversion est de 3,43 MeV, alors que celle de la paire nucléaire est de 6,63 MeV. La différence entre les énergies cinétiques totales des paires de ces deux états (3,20 MeV), est bien plus grande que l'erreur expérimentale (5 %) faite sur la détermination de l'énergie cinétique totale des paires. De cette manière, nous avons

identifié 120 paires de positons et électrons correspondant à l'état excité de 7,65 MeV du ^{12}C.

La figure 1 donne la répartition des positons et des électrons de la transition monopolaire du niveau de 7,65 MeV, en fonction de l'énergie.

On peut remarquer sur le graphique que la position du maximum de la distribution des positons se trouve du côté des faibles énergies, alors que pour les électrons, la position du maximum se trouve du côté des grandes énergies. On peut faire remarquer que des sept paires observées par Harries pour le niveau de 7,65 MeV, quatre positons avaient des énergies plus petites que les électrons, deux positons avaient la même énergie que les électrons, tandis que seulement dans un cas le positon avait une énergie plus grande que celle de l'électron.

(1) Guier, Bertini et Roberts, *Phys. Rev.*, **85**, 1952, p. 426; Ajzenberg et Lauritsen, *Rev. Mod. Phys.*, **27**, 1955, p. 112.

(2) Harries, *Proc. Phys. Soc.*, **67** A, 1954, p. 153; Gorodetzky, Armbruster, Chevalier et Gallmann, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 898.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Influence des variations de composition de l'austénite sur les modalités du revenu de la martensite thermique dans les aciers à 18 % de chrome et 2, 4 ou 6 % de nickel.* Note (*) de MM. **Paul Bastien** et **Alain Sulmont**, présentée par M. Albert Portevin.

Les conséquences des variations de composition de l'austénite, se produisant au cours du revenu de la martensite dans la famille d'aciers faisant l'objet de cette Note, peuvent être étudiées avec beaucoup de sensibilité en déterminant par dilatométrie les déplacements du point M_s.

Nous avons montré dans une précédente Note (1), que l'évolution au chauffage de la martensite thermique des aciers à 18 % de chrome et 2, 4 ou 6 % de nickel, se fait en deux étapes : l'une consistant en une décomposition de la martensite en deux phases α et γ de compositions variables avec la température, l'autre en une mise en solution de α dans γ, très lente au-dessous de 800°, active au-delà. Nous avons pu également (2) mettre en évidence les variations de composition de l'austénite, accompagnant les précipitations de carbures, par leurs conséquences sur la température du point M_s.

Il nous a paru intéressant d'utiliser également les déplacements de M_s pour suivre et préciser les conséquences des variations de composition de l'austénite au cours du revenu de la martensite. Après un chauffage à 1000°, suivi d'un refroidissement avec une vitesse à 280°/h, le point M_s de l'austénite d'un acier à 18 % de chrome, 6 % de nickel et 0,05 % de carbone est situé à 100° et il se forme environ 90 % de martensite.

Des maintiens isothermes (entre 650 et 850°) décomposent cette martensite suivant le processus précédemment étudié ([1]) et, au cours de refroidissements ultérieurs, l'austénite formée lors du maintien subit également la transformation martensitique, à des températures variables situées entre 20 et 150° suivant la température du séjour isotherme, qui règle finalement la composition de l'austénite formée (*fig.* 1).

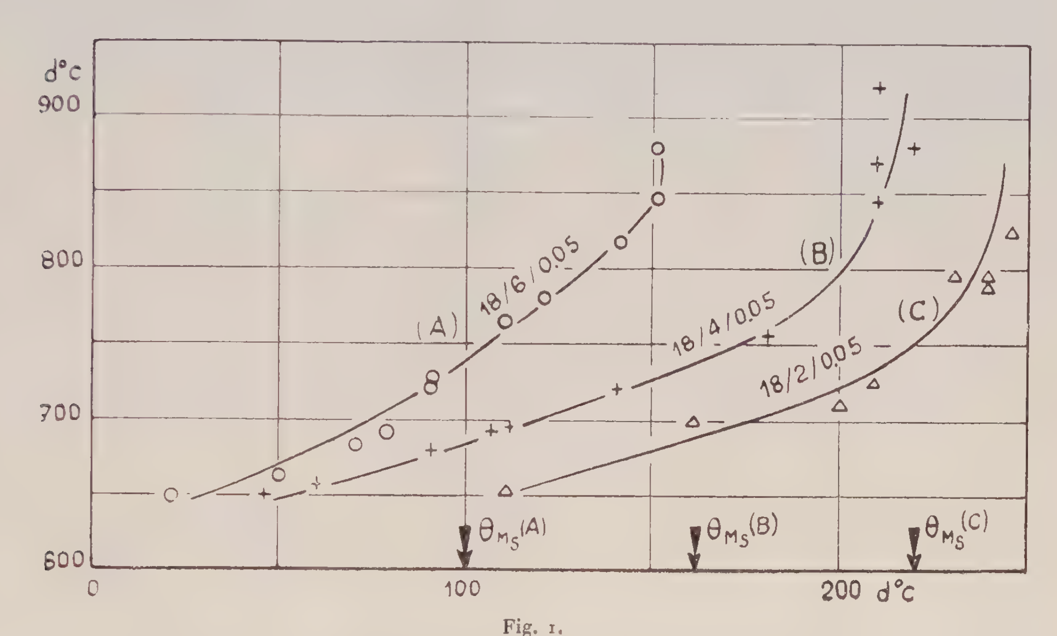


Fig. 1.
Abscisses : Températures des points M_s.
Ordonnées : Températures des maintiens isothermes.

Les points expérimentaux de la courbe A (*fig.* 1) ne dépendent pas de la durée du maintien isotherme, si celui-ci est fait à température inférieure à 750°. Au-dessus de 750°, il est possible d'obtenir la transformation complète des produits de décomposition de la martensite en γ pour des temps de maintien suffisamment longs (de l'ordre de 100 h à 750°), mais tant que la diffusion reste lente, des chauffages rapides dans ce domaine, permettent d'obtenir une transformation $\alpha \rightarrow \gamma$ des produits de décomposition à une température nettement supérieure pouvant atteindre 900°. Dans ce cas, le point M_s obtenu par refroidissement de l'austénite ainsi formée est supérieur à celui qui serait fourni par l'austénite homogène de cet acier. Les aciers 18/4/0,05 et 18/2/0,05 fournissent les courbes analogues B et C (*fig.* 1).

Si au lieu de maintiens isothermes, nous effectuons des cycles de chauffage et de refroidissement à 160°/h, par exemple, nous obtenons une austénite de composition très variable, ce qui est mis en évidence par une transformation martensitique fortement étalée.

Les courbes dilatométriques des figures 2, 3 et 4, enregistrées successivement sur un même échantillon à la vitesse de 160°/h et avec un maintien

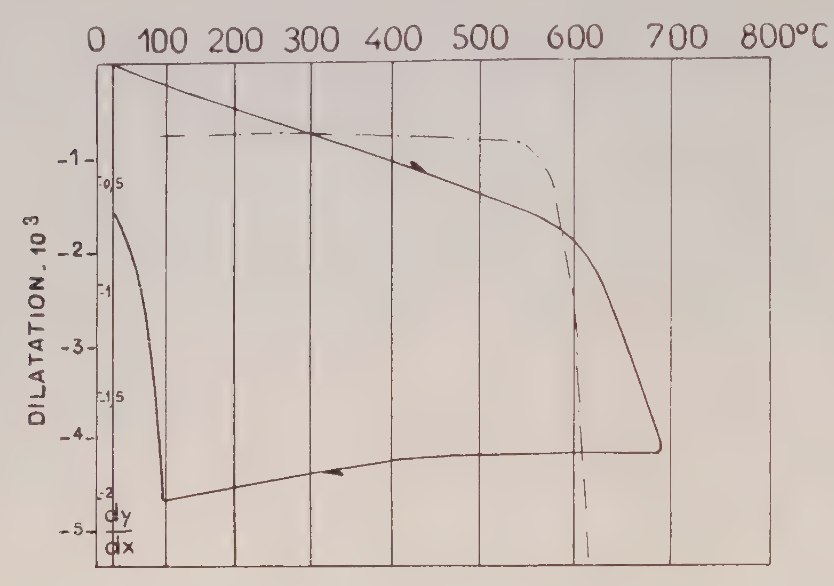


Fig. 2. — Premier cycle de dilatation.

de 45 mn à 695° pour les cycles des figures 2 et 3, et de 24 h pour celui de la figure 4, mettent nettement les phénomènes en évidence : pour les trois premiers cycles, en passant d'une courbe à la suivante, on constate

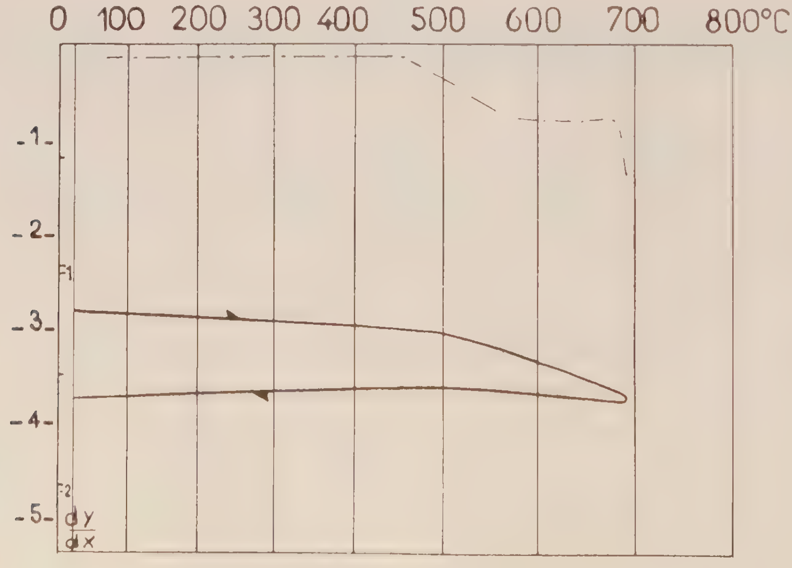


Fig. 3. — Troisième cycle de dilatation.

que la décomposition de la martensite s'effectue à des températures plus basses que précédemment, la transformation martensitique au refroi-

dissement diminue en amplitude et même disparaît au troisième et, en fin de cycle, la quantité d'austénite résiduelle augmente (les figures 2 et 3 sont, en particulier, à comparer).

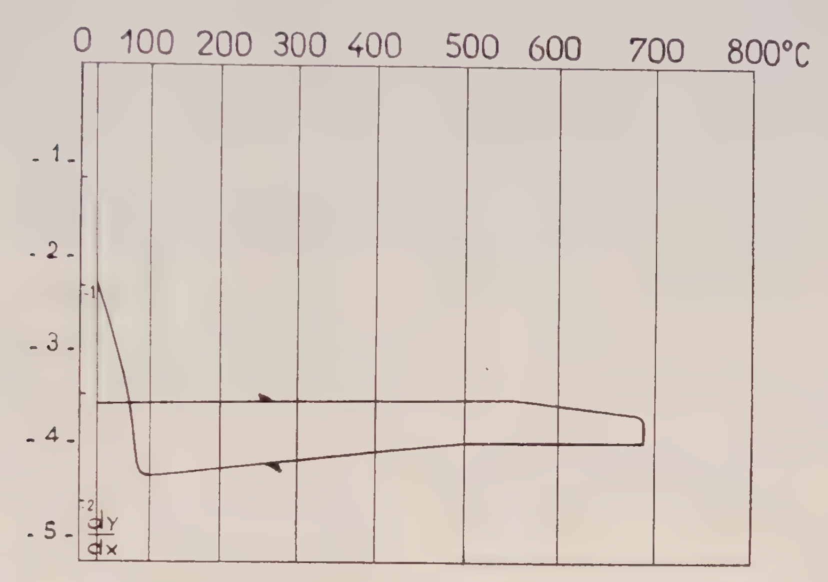


Fig. 4. — Quatrième cycle de dilatation.

Un palier de 45 mn à 695° ne suffit pas à réaliser même un homogénéisation approchée; par contre, un maintien ultérieur de 24 h à cette température (*fig.* 4) permet de réaliser une certaine homogénéisation et une évolution corrélative $\alpha \rightarrow \gamma$; l'austénite ainsi constituée subit, au refroidissement, une transformation martensitique à 80° comme lors du premier cycle (*fig.* 2).

(*) Séance du 12 juin 1957.
(1) *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 2065.
(2) *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1872.

CHIMIE MINÉRALE. — *Séparation de certains éléments des terres rares par voie sèche. Application à l'ytterbium.* Note de M. **Jean-Claude Achard**, présentée par M. Paul Lebeau.

L'action du carbone, à haute température et sous vide, sur un mélange d'oxydes de terres rares permet la séparation par distillation des éléments à caractère divalent : samarium, europium, ytterbium. L'étude suivante, relative à l'ytterbium, montre que cet élément peut être éliminé en totalité du groupe des terres rares et se retrouver à l'état pur, soit sous forme de métal, soit sous forme d'oxyde inférieur.

Différents auteurs [1], [2], [3], [4], [4] ont montré que les éléments des terres rares à caractère divalent présentaient à l'état métallique des tensions de vapeur plus élevées que celles des autres métaux du groupe; cette propriété a été utilisée pour préparer le samarium, l'europium et l'ytterbium métallique par action du lanthane, métal des terres rares à très faible tension de vapeur, sur les oxydes des éléments correspondants.

L'action du carbone sur les oxydes des terres rares conduit généralement à des carbures stables; cependant F. Trombe [1] en portant à 2 600° C, sous une atmosphère, un mélange de terres yttriques a pu observer la volatilisation sélective de l'ytterbium.

La séparation systématique des éléments à caractère divalent a été réalisée par traitement sous vide et à haute température d'un mélange de carbone et d'oxydes de terres rares.

Les oxydes rares mélangés à 20 ou 30 % de carbone (graphite) et comprimés sous forme de pastilles sont placés en creuset de carbone dans une enceinte en quartz où peut être réalisé un haut vide malgré le dégagement gazeux résultant de la réaction de réduction. Le creuset de carbone, chauffé par induction haute fréquence est surmonté d'un condenseur métallique gainé de tantale et refroidi par un courant d'eau ou d'air selon le cas. Les températures sont évaluées par visées pyrométriques sur le fond du creuset de réaction. Les produits de la réaction sont en général calcinés et analysés à partir de l'oxyde trivalent. Leur identification est faite par spectrographie de flamme et par spectrophotométrie d'absorption.

A. Séparation de l'ytterbium des autres terres rares. — La distillation conduit en général à un dépôt constitué principalement par du protoxyde d'ytterbium (YbO) et du carbone (4 à 5 %).

1° *Extraction de l'ytterbium.* — Des oxydes rares (50 g) à 13 % d'oxyde d'ytterbium, contenant en outre des oxydes d'yttrium, de terbium, de dysprosium, d'holmium et d'erbium, sont additionnés de carbone (25 % de leur poids) et chauffés pendant 3 h à 1400° C sous très faible pression (moins de 10^{-3} mm Hg). *La totalité de l'ytterbium est volatilisée et recueillie à l'état pur.*

Le traitement des mélanges plus riches en oxyde d'ytterbium conduit à des résultats analogues; la vitesse de distillation est seulement plus élevée au début de l'opération.

L'extraction de l'ytterbium peut aussi se faire sous vide moins poussé. Par exemple 16 g d'oxydes d'yttrium et de scandium contenant des oxydes d'ytterbium et d'autres terres yttriques en plus faible proportion, additionnés de carbone et chauffés à 1450° C environ sous pression réduite, quelques dixièmes de millimètre de mercure fournissent 0,8 g d'ytterbium pur.

2° *Obtention simultanée d'ytterbium et de lutécium pur.* — 10 g d'oxydes (ytterbium 52 %, lutécium 48 %) sont chauffés pendant 3 h à 1500° C environ : les trois quart de l'ytterbium contenu dans le mélange distillent à l'état pur. Le résidu est un mélange à 13 % d'oxyde d'ytterbium et 87 % d'oxyde de lutécium.

Ce dernier, traité à nouveau, dans les mêmes conditions donne de l'oxyde d'ytterbium pur et de l'oxyde de lutécium contenant environ 3 % d'oxyde d'ytterbium.

Cet oxyde traité une nouvelle fois, dans les mêmes conditions donne enfin de l'*oxyde de lutécium pur* et une nouvelle quantité d'ytterbium pur.

3° Les séparations peuvent n'être pas aussi quantitatives si, en particulier, la température de distillation est trop élevée : par exemple un mélange de 17,6 g d'oxydes (3,4 % d'ytterbium, 30,6 % de thullium, 6,8 % d'erbium, 59,2 % d'yttrium et de lutécium) :

— traité à 1550° C environ, pendant 3 h, sous très faible pression (moins de 10^{-3} mm Hg) fournit un distillat de 0,6 g formé par un mélange d'oxydes de composition : ytterbium 68 %, thullium 29 %, erbium 3 %;

— chauffé à nouveau pendant 3 h dans les mêmes conditions, il fournit un distillat de 0,15 g de composition : ytterbium 38 %, thullium 56,5 %, erbium 5,7 %;

— chauffé encore pendant 2 h 30, il fournit un distillat de 0,10 g de composition : ytterbium 20 %, thullium 69 %, erbium 11 %.

B. Ytterbium métallique. — Le produit condensé obtenu dans la première distillation est soumis en creuset de tantale à un nouveau traitement sous vide (moins de 10^{-4} mm de Hg) à haute température sans addition de réducteur. Des précautions sont nécessaires pour éviter au condensat tout contact prolongé avec l'atmosphère, car il est très oxydable et même inflammable.

Le creuset de tantale servant à la distillation est fermé à la partie supérieure par un bloc cylindrique de tungstène. Seule la partie inférieure du creuset est calorifugée et placée dans le champ inducteur. Après un dégazage prolongé la température est portée lentement à 1250° environ et maintenue à cette valeur 10 mn environ.

Le produit distillé (environ 20 % de la masse engagée) est blanc brillant, malléable.

Les diagrammes de Debye et Scherrer donnent seulement les raies de l'*ytterbium métallique cubique face centrée.* Les échantillons ont pu être refondus en atmosphère d'argon à la pression atmosphérique vers 900° C.

Dans certaines expériences le métal obtenu est friable et les diagrammes de rayons X donnent outre les raies de l'ytterbium métallique, celles d'un composé identifié comme étant du protoxyde d'ytterbium.

Les résultats concernant la séparation du samarium et de l'europium analogues à ceux obtenus pour l'ytterbium seront publiés prochainement.

(1) F. TROMBE, *Bull. Soc. Chim.*, **20**, 1953, p. 1010.
(2) F. TROMBE, *Comptes rendus*, **206**, 1938, p. 380.
(3) TROMBE et F. MAHN, *Comptes rendus*, **220**, 1945, p. 778.
(4) DAANE DENNISON SPEDDING, *J. Amer. Chem. Soc.*, **75**, 1953, p. 2272.
(5) SPEDDING DAANE, *J. Metals*, **6**, 1954, p. 504-510.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur une lactone correspondant à un isomère de la bis déhydroœstrolactone.* Note de MM. **ALAIN HOREAU** et **JEAN JACQUES**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les auteurs décrivent la préparation (en dix étapes à partir de l'aldéhyde méthoxy-6 naphtoïque-2) de l'$\alpha.\alpha$-diméthyl β-(méthoxy-6 naphtyl-2) δ-valérolactone. Par une suite de transformations analogues, l'$\alpha.\alpha$-diméthyl β-phényl δ-valérolactone a également été obtenue à partir de l'acide $\alpha.\alpha$-diméthyl β-phénylglutarique.

Nous avons déjà justifié (1), l'intérêt que nous portions à certains dérivés naphtaléniques considérés comme des modèles ouverts des lactones obtenues par oxydation des 17-cétostéroïdes et des œstrogènes en particulier. Rappelons que si l'on admet la formule (I) pour l'œstrolactone F 347° (2), préparée par W. W. Westerfeld (3), puis par R. P. Jacobsen (4), à partir de l'œstrone, la formule (II) a pu être également un moment envisagée. Il n'est d'ailleurs pas exclu, d'après les résultats récents de Reichstein et coll. (5), que l'oxydation par les peracides d'un même 17-cétostéroïde puisse conduire simultanément aux composés isomères du type (I) et (II), dont la séparation peut être très difficile. Quoi qu'il en soit, après avoir préparé (1), la lactone naphtalénique (III) [analogue à (I)], nous décrivons dans cette Note la synthèse de la lactone (IV) [correspondant à (II)].

L'aldéhyde méthoxy-6 naphtoïque-2 (IV) (6), a été obtenu à partir du méthoxy-6 propényl-2 naphtalène (V) (1), soit par oxydation du glycol qui en dérive par réaction avec le tétracétate de plomb (1), soit, plus directement, en traitant l'oléfine elle-même par l'acide periodique en présence de traces d'acide osmique dans le dioxanne (7). Cet aldéhyde, condensé sur le malonate d'éthyle

en présence de pipéridine et d'acide méthoxy-6 naphtoïque-2 (dans le benzène à l'ébullition, en éliminant au fur et à mesure l'eau formée) fournit le méthoxy-6 naphtylidène-2 malonate d'éthyle (VII) ($C_{19}H_{20}O_5$) F 89-89°,5.

Ce malonate éthylénique réagit, soit en présence de triphénylméthyl sodium, soit d'amylate tertiaire de sodium, sur l'aldéhyde isobutyrique : le produit de cette condensation de Michael (VIII) n'a pas été isolé : il est saponifié directement et le diacide-aldéhyde résultant est décarboxylé par ébullition avec l'acide sulfurique dilué. L'acide-aldéhyde obtenu (IX) ($C_{18}H_{20}O_4$), F 178-180° est oxydé par le permanganate de potassium en diacide (X*a*), ($C_{18}H_{20}O_5$), F 209-210°. Celui-ci est estérifié par le diazométhane en diester (X*b*), ($C_{20}H_{24}O_5$), F 108-109°, lequel traité par un seul équivalent de soude méthanolique fournit l'ester acide (XI) ($C_{19}H_{22}O_5$), F 159°, la fonction ester rattachée au carbone tertiaire n'étant pratiquement pas saponifiée dans ces conditions.

V → VI → VII

VIII → IX → X*a* R=H, X*b* R=CH_3

XI R=OH, XII R=Cl → XIII → IV

Cet ester-acide (XI), en solution éthéro-benzénique est traité par le chlorure d'oxalyle en présence de pyridine. Le chlorure d'acide-ester formé (XII), sans autre purification est réduit par la quantité théorique de tritertiobutoxyhydrure de lithium et d'aluminium, en solution dans le tétrahydrofuranne à 0° (on sait que ce réactif ne touche que la fonction chlorure d'acide et épargne, dans ces conditions, la fonction ester)([8]). L'hydroxy-acide intermédiaire (XIII) est facilement lactonisé par une courte ébullition en présence d'acide chlorhydrique aqueux. On obtient ainsi finalement la lactone (IV) ($C_{18}H_{20}O_3$), F 140-141°.

Nous avions préalablement mis au point cette série de réactions (avec éventuellement certaines variantes) à partir du benzal-malonate d'éthyle [9], matière plus accessible que (V). Nous décrivons sommairement quelques corps nouveaux préparés à cette occasion.

La condensation du benzal-malonate d'éthyle et de l'aldéhyde isobutyrique, selon Meerwein [10], conduit à l'acide α.α-diméthyl β-phénylglutarique (XIV*a*), F 171-172°), déjà connu depuis longtemps, par une suite de transformations analogues à celles qui permettent de passer de (VI*a*) à (IX*a*). Nous avons trouvé que l'iso-butyrate d'éthyle pouvait également être condensé sur le benzal-malonate d'éthyle en présence de triphénylméthyl sodium, ce qui permet, après saponification ménagée du produit de la réaction, puis décarboxylation, d'obtenir l'ester-acide (XIV*b*) ($C_{15}H_{20}O_4$), F 121-122°.

$$\begin{array}{c} (CH_3)_2C-CO_2R \\ | \\ C_6H_5-CH-CH_2-CO_2H \end{array}$$

(XIV*a*) $R = H$

(XIV*b*) $R = C_2H_5$

$$\begin{array}{c} (CH_3)_2C-CO_2CH_3 \\ | \\ C_6H_5-CH-CH_2-COR \end{array}$$

(XV*a*) $= R = -OH$

(XV*b*) $R = -OCH_3$

(XV*c*) $R = -S-CH_2-C_6H_5$

$$\begin{array}{c} (CH_3)_2C-CO_2H \\ | \\ C_6H_5-CH-CH_2-CH_2OH \end{array}$$

(XVI)

$$\begin{array}{c} (CH_3)_2C-CO——O \\ | \\ C_6H_5-CH-CH_2-CH_2 \end{array}$$

(XVII)

A partir du diacide (XIV*a*) nous avons préparé les composés suivants : (XV*b*) ($C_{15}H_{20}O_4$) F 58-59°; (XV*a*) ($C_{14}H_{18}O_4$) F 111-112°; (XV*c*) ($C_{21}H_{24}O_3S$) F 58-59°,5, ce thioester benzylique est réduit par le nickel de Raney en (XVI) ($C_{13}H_{18}O_3$) F 120°; et enfin (XVII) ($C_{13}H_{16}O_2$) F 81-82°.

(1) A. Horeau et J. Jacques, *Bull. Soc. Chim.*, 1954, p. 511.

(2) J. Jacques, A. Horeau et R. Courrier, *Comptes rendus*, **229**, 1949, p. 321.

(3) *J. Biol. Chem.*, **143**, 1942, p. 177.

(4) *J. Biol. Chem.*, **171**, 1947, p. 61.

(5) A. Lardon, J. Schmidlin, A. Wettstein et T. Reichstein, *Helv. Chim. Acta*, **40**, 1957, p. 662.

(6) A. Horeau et A. Ormancey, *Comptes rendus*, **236**, 1953, p. 826.

(7) R. Pappo, D. S. Allen, R. U. Lemieux et W. S. Johnson, *J. Org. Chem.*, **21**, 1956, p. 478.

(8) H. C. Brown et R. F. Mc Farlin, *J. Amer. Chem. Soc.*, **78**, 1956, p. 252.

(9) *Org. Synthese, Coll.*, **3**, p. 377.

(10) M. Meerwein, *J. prakt. chem.*, **116**, 1927, p. 248.

(Laboratoire de chimie organique des Hormones, Collège de France, Paris.)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la constitution de la ruscogénine.*
Note de M. **Henri Lapin**, présentée par M. Marcel Delépine.

La ruscogénine, par dégradation, fournit une hydroxy-Δ^5-prégnène ol-3 one-20; qui, oxydé selon Oppenauer, se transforme en Δ^1-progestérone. L'oxydation chromique du même prégnène conduit à une dicétone soluble dans les alcalis, c'est-à-dire une β-dicétone, confirmant la position du deuxième hydroxyle en 1. La ruscogénine est donc la 3β, 1β-dihydroxy 22*a*, 25L-spirosta 5-ène.

Dans un Mémoire antérieur ([1]), nous avons décrit l'isolement à partir des rhizomes du Petit Houx d'une nouvelle génine : la ruscogénine (F 205-210°, $[a]_D - 127°$).

Après avoir démontré qu'il s'agissait de la diosgénine possédant un hydroxyle supplémentaire dans sa molécule, nous avons prouvé, par la dégradation de la génine jusqu'au prégnène correspondant, que cet hydroxyle supplémentaire se trouve sur le squelette cyclopentanophénanthrénique. Nous avons pu démontrer ensuite que cet hydroxyle ne peut se trouver qu'en position 1, 18 ou 19. C'est à cette dernière position en 19 que nous avions finalement conclu, un peu trop rapidement peut-être.

Tout récemment, Petrow ([2]) et ses collaborateurs, en comparant les spectres infrarouges des produits de dégradations de la ruscogénine avec celui de la Δ^1-progestérone ont abouti à la conclusion que le deuxième groupe hydroxyle de la ruscogénine ne se trouve pas en position 19, mais en position 1. Actuellement, nous nous rallions entièrement à cette opinion et nous détachons d'un travail en cours des preuves chimiques qui viennent confirmer la formule (*figure*).

Ruscogénine

Parmi les produits de dégradation de la ruscogénine, nous avons pu isoler notamment un dérivé dihydroxylé du Δ^5-prégnène one-20 (F 186-188°; $[\alpha]_D + 34°$: Analyse : $C_{21}H_{32}O_3$; calculé %, C 75,85, H 9,70; trouvé %,

C 75,77; H 9,65) et son diacétate F 160-162°; $[\alpha]^{D}+54°$. Analyse : $C_{25}H_{36}O_5$, calculé %, C 72,07, H 8,71; trouvé %, C 72,07, H 9,12.

Nous avons essayé de transformer cette hydroxy Δ^5-prégnène-ol-3 one-20 en progestérone hydroxylée correspondante en utilisant la méthode d'Oppenauer. On récupère, après la réaction, une quantité non négligeable du produit inaltéré et un résidu huileux qui, après chromatographie sur alumine, fournit des cristaux en plaquettes transparentes F 150-151°; $[\alpha]_D+131°$. L'analyse de cette substance montre que la molécule a perdu un atome d'oxygène et qu'il s'agit très vraisemblablement de la Δ^1-progestérone, conformément à l'opinion de Petrow. Le spectre ultraviolet de notre substance présente un maximum à 245 μ et le spectre infrarouge présente des bandes cétoniques à 5,86 et 5,98.

La Δ^1-progestérone authentique ([3]) F 151-152°; $[\alpha]_D+120°$ dans l'alcool, a un spectre qui présente un maximum à 245 μ et son spectre infrarouge présente des bandes caractéristiques à 5,86 et 5,97 ([4]).

Il ne peut s'agir de la 19-nor-progestérone ([5]), comme aurait pu le suggérer le spectre voisin et la composition élémentaire correspondant à l'analyse; car le point de fusion du mélange de notre produit avec un échantillon de 19-nor-progestérone ([6]) accuse une dépression de plus de 25°.

Pour éviter la déshydratation qui accompagne la réaction d'Oppenauer nous avons effectué l'oxydation dans d'autres conditions :

1° l'oxydation par l'acide chromique dans des conditions déterminées pendant une durée de 30 mn fournit un dicéto-alcool-éthylénique F 198-203; $[\alpha]_D+106°$; Analyse : $C_{21}H_{30}O_3$, calculé %, C 76,32, H 9,15; trouvé %, C 76,17, H 9,39. Il a pu être acétylé : F 154°; $[\alpha]_D+73°,5$. Analyse : $C_{23}H_{32}O_4$, calculé %, C 74,15, H 8,66; trouvé %, C 73,95, H 8,80.

2° L'oxydation du céto-diol éthylénique, en solution acétonique diluée par une solution standard et en quantité calculée d'acide chromique, suivant la méthode de Djerassi ([7]), nous a fourni un dicéto-alcool identique au précédent ainsi que le démontre l'épreuve du mélange. Ce dicéto-alcool donne un précipité avec la digitonine et l'on peut admettre que l'hydroxyle en position 3 n'a pas été oxydé. Par contre, l'hydroxy-5 prégnène ol-3 one-20 soumis à l'oxydation, suivant la méthode de Djerassi, avec une quantité double d'acide chromique fournit une nouvelle substance dont l'analyse, les propriétés chimiques et le spectre infrarouge sont en accord avec une tricétone (l'essai d'acétylation est négatif) : F % 168-175°; $[\alpha]_D+125°$. Analyse : $C_{21}H_{28}O_3$, calculé %, C 76,79, H 8,59; trouvé, C 76,60, H 8,67. Cette tricétone est soluble dans la soude aqueuse et elle est reprécipitée, inaltérée, de sa solution alcaline par l'acide acétique. Il s'agit donc très vraisemblablement d'une dicétone β et possédant un carbonyle supplémentaire en 20. Comme la position de l'un des oxygènes en 3 est fortement établie par la transformation de la ruscogénine mono-oxydée en diosgénine, la position 1 s'impose pour la deuxième fonction cétone.

Nous avions pu retenir provisoirement la position 19 pour l'un des hydroxyles

de la ruscogénine, car l'oxydation acétochromique ménagée de cette génine laissant intact l'hydroxyle en 3 nous avait fourni un alcool possédant un carbonyle supplémentaire, réduisant le réactif de Fehling et de Tollens et donnant avec le réactif de Schiff une réaction positive. On pouvait donc penser à un aldéhyde; cependant on sait que ces réactions ne sont pas toujours spécifiques dans la série des stéroïdes. Par ailleurs, une oxydation plus poussée fournissait un acide, ce qui concordait aussi avec la présence d'une fonction aldéhyde. Remarquons que la constitution, maintenant retenue, d'une dicétone β explique aussi parfaitement la formation d'acides par oxydation. Nos arguments chimiques viennent donc renforcer l'opinion de Petrow et l'on peut maintenant attribuer avec beaucoup de vraisemblance à la ruscogénine la formule d'une 3β, 1β-dihydroxy 22*a*, 25 L-spirosta 5-ène. (La position β, attribuée à l'hydroxyle en 1, est basée sur la valeur de la rotation moléculaire.)

(1) H. Lapin et C. Sannié, *Bull. Soc. Chim.*, 1955, p. 1552.
(2) D. Burn, B. Ellis et V. Petrow, *Proc. Chem. Soc.*, 1957, p. 119.
(3) E. Vischer, C. Meystre et A. Wettstein, *Helv. Chim. Acta*, 38, 1955, p. 835.
(4) C. Djerassi, L. Miramontes et G. Rosenkranz, *J. Amer. Chem. Soc.*, 75, 1953, p. 4440.
(5) C. Djerassi, R. E. Engle et A. Bowers, *J. Org. Chem.*, 21, 1956, p. 1547.
(6) Nous n'avons pas pu faire de comparaison directe avec un échantillon authentique de Δ^1-progestérone.
(7) Le professeur Djerassi a fourni cet échantillon.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Préparation des ε-diamines.* Note de Mme **Suzanne Samné** et M. **Pierre Fréon**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les ε-diamines ont été obtenues à partir des ε-dioximes, par hydrogénation en présence de nickel de Raney, à la pression atmosphérique, ou au moyen de l'hydrure double de lithium et d'aluminium. Ces composés, pour la plupart inconnus, s'obtiennent ainsi aisément. Il faut, toutefois, noter que les rendements varient selon les dioximes de départ, les modes d'hydrogénations et les solvants utilisés.

Les ε-dicétones, facilement accessibles par l'action des dérivés organocadmiens sur le chlorure d'adipyle (I), donnent presque quantitativement les ε-dioximes, composés bien cristallisés, souvent assez peu solubles dans les solvants usuels :

$$\underset{\displaystyle O}{\overset{\displaystyle R-C}{||}}-(CH_2)_4-\underset{\displaystyle O}{\overset{\displaystyle C-R}{||}} \xrightarrow[+NH_2OH]{} \underset{\displaystyle NOH}{\overset{\displaystyle R-C}{||}}-(CH_2)_4-\underset{\displaystyle NOH}{\overset{\displaystyle C-R}{||}}$$

L'hydrogénation de ces composés a été réalisée concurremment en présence de nickel de Raney, ou au moyen de l'hydrure de lithium et d'aluminium.

$$\underset{\displaystyle NOH}{\overset{\displaystyle R-C}{||}}-(CH_2)_4-\underset{\displaystyle NOH}{\overset{\displaystyle C-R}{||}} \xrightarrow{+H_2} \underset{\displaystyle NH_2}{\overset{\displaystyle R-CH}{|}}-(CH_2)_4-\underset{\displaystyle NH_2}{\overset{\displaystyle CH-R}{|}}$$

1° *Hydrogénation en présence de nickel de Raney.* — L'hydrogénation est effectuée sous la pression atmosphérique, la dioxime étant dissoute, dans l'alcool, ou dans le tétrahydrofuranne, en tiédissant si la solubilité est faible.

L'absorption d'hydrogène s'arrête généralement après 2 à 3 h et n'est jamais quantitative.

Après filtration du nickel et évaporation du solvant, le produit huileux restant, d'odeur aminée, est dissous dans l'éther anhydre et saturé par un courant d'acide chlorhydrique sec.

Les chlorhydrates de diamines précipitent et sont recristallisés dans l'alcool. Ils donnent des résultats analytiques très corrects, (C, H, N, Cl), correspondant à la formule

$$R{-}CH(NH)_2{-}(CH_2)_4{-}CH(NH_2){-}R,\ 2ClH.$$

2° *Hydrogénation au moyen de l'hydrure de lithium et d'aluminium.* — Les dioximes, dissoutes dans l'éther anhydre, ou dans le tétrahydrofuranne, sont versées dans une suspension d'hydrure de lithium dans le même solvant.

Après quelques heures d'ébullition à reflux, on traite par une solution aqueuse de sel de Seignette, puis extrait à l'éther. La chasse de l'éther abandonne une huile à odeur aminée, que l'on traite comme ci-dessus, pour passer au chlorhydrate.

Les différents résultats obtenus sont résumés dans le tableau ci-après, les rendements d'hydrogénation étant calculés sur les chlorhydrates de diamines cristallisés.

Préparation des ε-diamines.

$$R{-}\underset{NOH}{\underset{|}{C}}{-}(CH_2)_4{-}\underset{NOH}{\underset{||}{C}}{-}R \xrightarrow[+H_2]{} R{-}\underset{NH_2}{\underset{|}{CH}}{-}(CH_2)_4{-}\underset{NH_2}{\underset{|}{CH}}{-}R$$

R.	Préparation des ε-dioximes. Rdt (%).	F (°C).	Hydrogénation. Agent.	Solvant.	*t* (°C.)	Chlorhydrate de diamine. Rdt (%).	F (°C).	
C_2H_5	95	99	Ni	Alcool	18	35	290	(*a*)
			$LiAlH_4$	Éther	35	8	290	(*b*)
C_4H_9	99	115	Ni	Alcool	18	6	270	(*c*)
			Ni	Tétrahydrofuranne	18	25	270	(*d*)
			$LiAlH_4$	Éther	35	85	270	(*e*)
C_6H_5	90	230	La dioxime est insoluble dans les solvants usuels et n'a pas pu être hydrogénée dans ces conditions					(*f*)
$C_6H_5{-}CH_2{-}CH_2$	85	168	Ni	Alcool	40/50	33	230	(*g*)
			Ni	Tétrahydrofuranne	18	0	230	(*h*)
			$LiAlH_4$	»	65	71	230	(*i*)

Conclusions. — Les ε-diamines, peuvent, généralement, être obtenues par hydrogénation des ε-dioximes, avec les deux méthodes employées utilisant soit le nickel de Raney, soit l'hydrure de lithium. Il faut toutefois noter que la faible solubilité des dioximes dans beaucoup de solvants constitue une difficulté. Celle-ci peut jouer contre l'une ou l'autre des deux techniques, selon que la dioxime choisie se trouve être peu soluble dans les solvants compatibles avec chacune d'elles. En particulier, l'une des dioximes mises en œuvre (*f*) n'a même donné aucun résultat, en raison de son insolubilité générale.

On peut résumer ainsi les principaux résultats :

1° Pour une même dioxime et une même méthode d'hydrogénation (nickel de Raney), le rendement peut varier beaucoup avec le solvant, sans qu'il soit possible de fixer de règle : c'est ainsi que le remplacement de l'alcool par le tétrahydrofuranne peut faire passer le rendement de 6 à 25 % : (*c*), (*d*), ou bien de 33 % à 0 : (*g*), (*h*).

2° Pour une dioxime donnée, le rendement peut être meilleur avec le nickel de Raney (35 %) qu'avec l'hydrure de lithium (8 %) : (*a*), (*b*), ou inversement : (*d*), (*e*) et (*g*), (*i*).

3° Dans le cas de l'emploi du nickel de Raney, les rendements oscillent, en général, autour de 25 à 35 % : (*a*), (*d*), (*g*).

4° Enfin, dans l'hydrogénation par l'hydrure de lithium, les rendements peuvent atteindre 70 à 85 % : (*c*), (*i*), et cette méthode constitue une excellente préparation des ε-diamines correspondantes, composés pour la plupart inconnus jusqu'ici.

(1) F. TATIBOUËT et P. FRÉON, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1231.

(*Laboratoire des Travaux pratiques de chimie générale, Faculté des Sciences*, 11, *rue Pierre-Curie*, *Paris*, 5e.)

RADIOCRISTALLOGRAPHIE. — *Sur la substitution de baryum par une terre rare dans l'hexaferrite* $BaO, 6Fe_2O_3$. Note (*) de MM. **André Deschamps** et **Félix Bertaut**, présentée par M. Charles Mauguin.

Il est possible de substituer les terres rares A = La, Pr, Nd, Sm, Eu au baryum dans le composé $BaFe_{12}O_{19}$ avec formation de $Ba_{1-x}A_x Fe_{12}O_{19}$. Les limites de solubilité sont respectivement $x = 0,7$, 0,4, 0,3, 0,1 et 0,1 à 1 400° C. Les paramètres de la maille hexagonale et les rayons ioniques décroissent dans le même ordre.

La structure de $BaO, 6Fe_2O_3$ est isomorphe de celle de la magnétoplumbite [(1) groupe d'espace $D^4_{6h} - P6_3/mmc$)]. Elle peut être décrite grossièrement comme un empilement de blocs de spinelle, cimentés entre eux par des couches contenant le gros ion bivalent Ba. Lorsqu'on considère le réseau d'anions, tout se passe comme si Ba s'était substitué à un atome d'un

empilement compact d'oxygène. Plus précisément, Ba a 12 voisins d'oxygène dont six appartiennent à la catégorie $6h$ ($d=2,95$ Å) et six autres appartiennent à la catégorie $12k$ ($d=2,87$ Å). Les rayons ioniques de l'oxygène et de Ba sont d'ailleurs comparables. [r(O) = 1,32 Å; r(Ba) = 1,47 Å].

Dans la pérovskite $BaTiO_3$, Ba a également 12 voisins d'oxygène. Or les terres rares (et Y) sont susceptibles de donner lieu à des pérovskites ABO_3 déformées (A, terre rare; B, élément de transition) ([2]). Il nous a donc paru intéressant d'étudier dans quelle mesure il est possible ne substituer un ion de terre rare, trivalent, à Ba. On sait que dans les pérosvkites des terres rares ABO_3 la déformation croît lorsque le rayon de la terre décroît; parallèlement la coordination c'est-à-dire le nombre de voisins proches d'oxygène décroît ([2]), ([3]).

On peut alore s'attendre à ce que la substitution de Ba devienne d'autant plus difficile que l'ion substituant est plus petit. Les rayons des terres rares décroissent de 1,22 à 0,99 Å, lorsqu'on passe de La à Lu. La substitution de Ba par une terre rare doit donc s'accompagner d'une diminution des paramètres de la maille. Le tableau rassemble les résultats des mesures de paramètres, effectuées sur des réflexions à angles élevés [(4, 0, 14) et (3, 0, 18); radiation $K\alpha$ du fer]. Nous nous sommes aidés de la variation de la maille pour déterminer la limite de solubilité. Le graphique des paramètres a et c en fonction du pourcentage de terres rares substituées se compose, en effet, d'une droite décroissante dans le domaine de concentration où la substitution de Ba par la terre rare est possible et d'une horizontale, lorsque le pourcentage de terre rare dépasse la limite de solubilité. C'est leur intersection qui fournit la limite de solubilité.

Paramètres de $Ba_{1-x}A_xFe_{12}O_{19}$.

	A (c en Å).				A (a en Å).			
X.	La.	Pr.	Nd.	Sm, Eu.	La.	Pr.	Nd.	Sm, Eu
0......	23,182	23,182	23,182	23,182	5,889	5,889	5,889	5,889
0,05...	23,17	–	–	23,156	5,888	–	–	5,887
0,1....	23,162	23,15	23,138	23,125	5,888	5,8875	5,887	5,885
0,2....	23,13	23,122	23,112	–	5,887	5,8865	5,886	–
0,3....	23,113	23,091	23,068	–	5,886	5,885	5,885	–
0,4....	24,09	23,062	–	–	5,885	5,884	–	–
0,5....	23,07	–	–	–	5,884	–	–	–
0,6....	23,054	–	–	–	5,883	–	–	–
0,7....	23,03				5,8816			
0,8....								
0,9....	22,971		–	–	5,88			
1......	22,958		–	–	5,879	–	–	–

Dans les conditions d'expérience, c'est-à-dire à 1400° C les limites de solubilité x dans $Ba_{1-x}A_xFe_{12}O_{19}$ décroissent dans la suite A = La, Pr, Nd, Sm, Eu comme $x = 0,7$, 0,4, 0,3, 0,1 et 0,1 respectivement; les rayons de

Goldschmidt sont 1,22, 1,16, 1,15, 1,13 et 1,13 Å respectivement. Un calcul aisé montre que les rayons moyens correspondant à la limite de solubilité $\bar{r} = x.r(A) + (1-x)r(Ba)$ ne sont pas constants, mais croissent

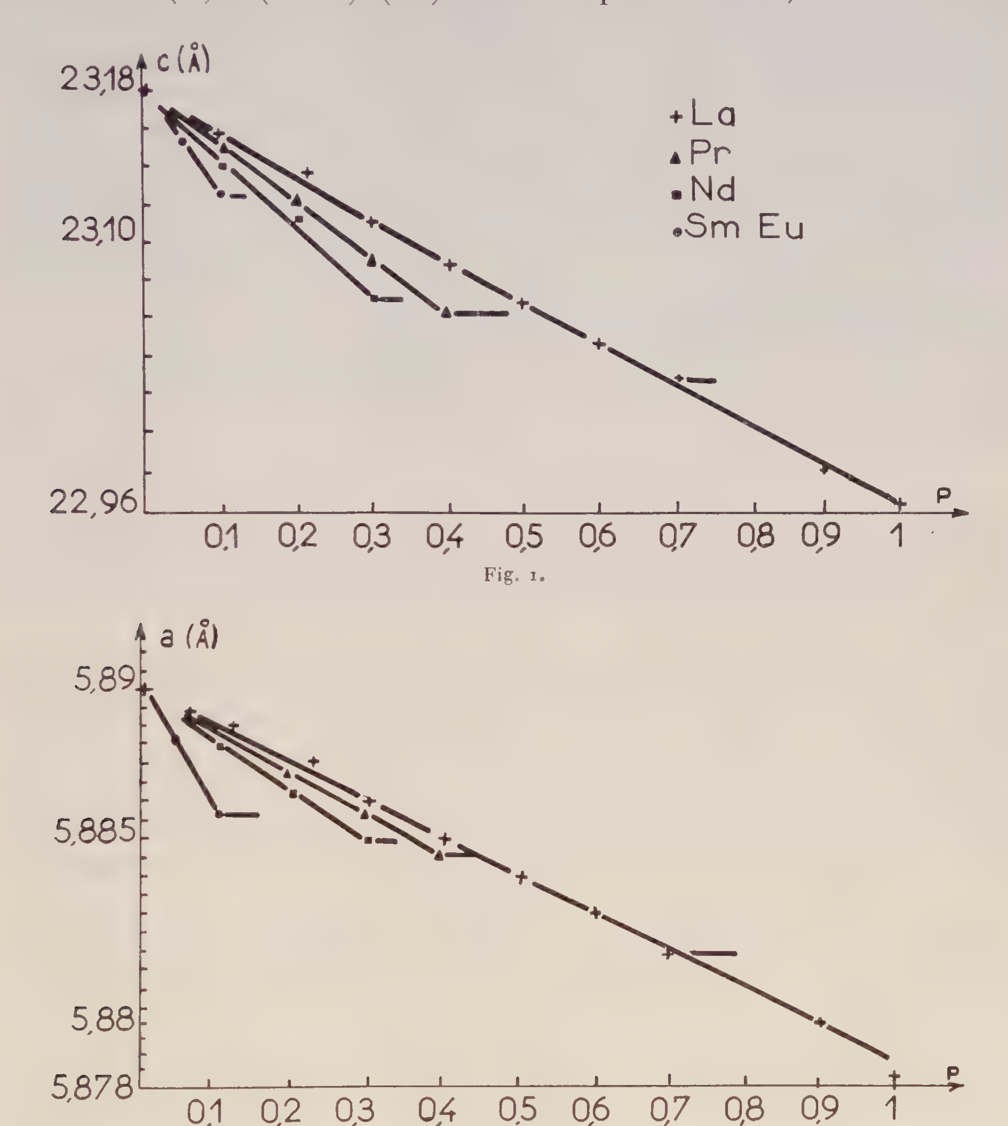


Fig. 1.

Fig. 2.

Les paramètres qui correspondent à la solubilité limite à 1 400° C, sont indiqués par des barres horizontales.

lorsqu'on passe de La à Eu. On peut enterpréter le résultat en disant qu'à l'énergie libre s'ajoute un terme positif de déformation, fonction de la différence entre les rayons ioniques du baryum et du substituant A. Cela se traduit expérimentalement par les limites de solubilités observées et par la nécessité de longs recuits à température élevée.

Ce n'est qu'au four à induction et dans le seul cas de La qu'une substitution complète a été réalisée (*cf.* graphique; points $x = 0{,}9$ et $1{,}0$).

Nous avons implicitement admis que la substitution se fait atome par atome. Dans ce cas pour chaque atome A substitué un atome de fer trivalent doit devenir bivalent pour conserver l'équilibre électrostatique. D'autres mécanismes de substitution sont possibles, tels que la substitution de trois ions Ba^{2+} par deux ions A^{3+} avec formation d'un réseau lacunaire. Des mesuses de densité ne nous ont pas donné d'indication nette en faveur de l'une ou de l'autre hypothèse. Nous espérons que des mesures de saturation magnétique et de résistivité actuellement en cours pourront décider entre les deux hypothèses.

(*) Séance du 12 juin 1957.

(1) V. Adelsköld, *Ark. för Kem., Min.*, 124, n° 29, 1938.

(2) F. Bertaut et F. Forrat, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 129-131; *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1219.

(3) S. Geller, *J. Chem. Phys.*, 24, 1956, p. 1236-1239.

GÉOGRAPHIE PHYSIQUE. — *Sur l'évolution structurale et morphologique de la Syrie intérieure septentrionale*. Note (*) de M. Étienne de Vaumas, présentée par M. Charles Jacob.

La Syrie septentrionale, à l'Est du Djebel Ansarieh et du massif du Djebel Akra, est essentiellement formée par des plateaux et par des cuvettes. Celles-ci (plaine d'Idlib-Térib, cuvette d'Acharné, bassin de Homs) sont des plaines de remblaiement; ceux-là sont dus à des plissements et à des failles (plateau du Djebel Ala-Djebel Baricha, d'Idlib, du Djebel Zaoniyé), à des pénéplanations (plateau de Massiaf) ou à l'érosion différentielle (plateaux d'Abon Donhour, de Sélémiyé, de Hama).

La structure d'ensemble est très simple. Elle correspond à l'enfoncement lent des couches vers l'Est de telle sorte que les strates sont d'autant plus récentes qu'on avance plus dans cette direction.

L'évolution structurale et morphologique est cependant plus compliquée qu'elle ne semble au premier abord.

1° L'absence de dépôts nummulitiques depuis le Djebel Zaoniyé septentrional jusqu'à la Bekaa (1) montre que le socle syrien était très élevé en cet endroit au début du Tertiaire, soit que la transgression éocène ait seulement bordé ce nœud orographique, soit qu'elle l'ait recouvert pour voir ses dépôts déblayés par l'érosion dans la suite. L'existence d'une surface d'érosion anté-nummulitique (2) confirme bien en effet que cette région avait été très soulevée auparavant; l'absence de toute sédimentation vindobonienne montre également que cette situation a persisté longtemps.

Le Rhâb n'existait alors que sous la forme d'un berceau synclinal très haut perché entre le Djebel Ansarieh et le rebord du socle syrien qui devait atteindre une altitude avoisinant celle de cette montagne ([3]).

2° Au Pontien, une phase orogénique fait revivre les structures déjà apparues à la fin du Crétacé et au début du Tertiaire. Elle est suivie d'une pénéplanation générale que les laves pliocènes fossiliseront depuis le Djebel Helon jusqu'aux environs d'Alep. Les zones envahies par ces coulées basaltiques permettent de reconstituer les grands traits de la topographie pontienne dont elles ont suivi les parties basses.

Cette topographie était centrée sur le nœud orographique dont il a déjà été question. Deux grandes gouttières en descendaient : l'une vers le Sud correspondait à la Bekaa ([4]), l'autre vers le Nord-Nord-Est représentait la vallée du Proto-Oronte; la trouée de Hassié entre l'Anti-Liban et la dorsale palmyrénienne, la cuvette d'Acharué et le fossé du Rhâb ne pouvaient pas exister, sans quoi les coulées volcaniques les auraient empruntés.

Cette période se termine dans la région de Homs par un épisode lacustre.

3° Au Pliocène, structure et relief sont rajeunis par une nouvelle phase orogénique. Des venues basaltiques très puissantes se produisent le long de la fracture libano-syrienne à hauteur du Djebel Helon. Les laves submergent la pointe septentrionale du Liban, le Djebel Ansarieh méridional et une partie du Djebel Ansarieh central; dans la Syrie intérieure, elles entrent dans la Bekaa, mais s'avancent surtout en direction de la grande boucle actuelle de l'Euphrate. Elles fossilisent partout la topographie pontienne.

4° L'analyse de la surface de base de la nappe volcanique permet donc de détecter les mouvements postérieurs à sa mise en place, c'est-à-dire les déformations de la fin du Pliocène.

Ces déformations révèlent les grands accidents transversaux suivants : *a.* un ensellement bordant au Nord le Djebel Hass et le Djebel Chbeit (gouttière d'Alep et de Jabboul); *b.* une culmination passant par les deux plateaux précédents; *c.* un ensellement correspondant aux marais de Madek et de Kharaitch; *d.* une culmination traversant le Djebel Zaoniyé et le plateau d'Abon Donhour; *e.* un ensellement situé entre ce plateau et celui de Sèlémiyé; *f.* une culmination au Sud de ce dernier plateau; *g.* un ensellement sur l'emplacement de la portion de l'Oronte comprise entre Hama et Sèlémiyé, ensellement qui se prolonge par le plateau de Hama et par la cuvette d'Acharué; *h.* une culmination sur l'emplacement des buttes situées sur la rive gauche de l'Oronte; *i.* un grand ensellement enfin, correspondant à la trouée Homs-Tripoli, à la cuvette de Homs et à la trouée de Hassié.

5° Tous les accidents précédents sont orientés Ouest-Sud-Ouest-Est-

Nord-Est, sauf le cinquième (*e*) qui est Sud-Ouest-Nord-Est. Ils sont transversaux par rapport aux axes des grands plis de fond levantins. Ils commandent le relief : les culminations donnant les parties hautes de celui-ci, les ensellements ayant fixé les cours d'eau.

Une grande partie de la morphologie est donc en conformité avec les déformations structurales du Villafranchien. Une autre partie cependant a été évidée à ses dépens, c'est-à-dire aux dépens de la surface pontienne ou de sa couverture basaltique, reprises d'ailleurs l'une et l'autre par un épicycle postérieur.

a. Au Nord, le réseau hydrographique du Qoueiq a séparé le Djebel Hass et le Djebel Chbeit du plateau d'Abon-Donhour. Il a creusé la plaine d'Idlib-Térib dans les marnes du Vindobonien supérieur.

b. Au Centre, la craie sénonienne du plateau de Hama et du couloir de l'Oronte a donné naissance à un grand glacis qui a évolué en fonction du sommet de la pliure de Cheizat qui le sépare de la cuvette d'Acharué et qui correspondait au niveau du grand lac du Rhâb (lacustre inférieur).

Lorsque ce lac s'est vidé, l'Oronte s'est enfoncé en gorge dans le plateau pour se raccorder au nouveau niveau de base que formaient le petit lac du Rhâb (lacustre supérieur) et les marais actuels. Des terrasses ont été signalées par C. Voûte dans la gorge de l'Oronte ([5]), elles montrent que cet encaissement s'est fait par saccades.

c. Au Sud, la cuvette de Homs a connu de nouveau un ou des épisodes lacustres ([6]). Elle a été remblayée à un niveau supérieur à celui qu'atteint présentement la surface topographique (au moins au Sud du lac actuel). C'est en fonction du niveau de base de cet ancien lac qu'ont dû être modelés les immenses cônes rocheux qui forment la morphologie de la Bekaa septentrionale. Postérieurement à leur formation, la cuvette de Homs a été rattachée au drainage exoréique et déblayée en partie dans sa moitié méridionale ce qui a provoqué l'encaissement du Haut-Oronte dans la topographie morte de la Bekaa, formée par les anciens cônes rocheux.

Conclusions. — La structure de la Syrie septentrionale est particulièrement intéressante parce qu'elle permet de déceler de grands accidents transversaux qui sont de la fin du Pliocène. Sa morphologie ne l'est pas moins. Elle montre que subsistent les uns à côté des autres des reliefs qui sont d'âges différents : surface d'érosion pontienne retouchée au Pliocène, glacis et cônes rocheux remontant à la grande phase lacustre du Quaternaire, reprise actuelle de l'érosion qui se traduit par des gorges dont le travail ne fait ordinairement que commencer.

([*]) Séance du 3 juin 1957.

([1]) Travaux de L. Dubestrel.

(2) *Surface d'érosion signalée déjà par* H. VAUTRIN (Notes et Mémoires, publiés sous la direction de L. DUBESTREL, II, p. 79, *fig.* 38, Paris, 1937).

(3) E. DE VAUMAS, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 2946.

(4) E. DE VAUMAS, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 1742; *La structure de la Bekaa*, Note complémentaire. *Bulletin de la Société de Géographie d'Égypte*, **29**, 1956, p. 181-262 avec figures et planches.

(5) *Climate or tectonics? Some remarks on the evolution of the valley of the Orontes* (Nahr el Assi) *between Homs and the marshy plains of the Ghab* (Syria) (*Geologie en Mijnbouw*, n° 8, nouv. série, 17e Jaargang, p. 197-206, figures, 1955).

(6) Nous avons fait quelques observations seulement à ce sujet, mais nous avons bénéficié sur lui de renseignements donnés par M. W. J. Van Liere et à publier prochainement.

GÉOLOGIE. — *Age et signification des sols rouges méditerranéens en Provence.* Note de M. **Eugène Bonifay**, présentée par M. Pierre Pruvost.

En Provence occidentale, les sols rouges se sont formés, non seulement pendant les interglaciaires, y compris l'interglaciaire Riss-Würm, mais il en existe également qui datent du premier interstade würmien. Le sol rouge post-glaciaire y est très répandu, mais beaucoup moins développé que les précédents.

Si la présence, en régions méditerranéennes, de terres rouges de décalcification et de sols rouges d'altération est bien connue, l'âge de ces sédiments et leur signification pédologique sont souvent très imprécis. Tandis que certains auteurs considèrent ces formations comme étant toutes fossiles et datant au moins du Quaternaire ancien, d'autres les croient très récentes, post-glaciaires (1). Mes observations sur les terrains quaternaires en Provence confirment la différenciation d'un sol rouge récent, et apportent quelques précisions sur l'âge et la signification des formations rouges quaternaires. Dans ce qui va suivre, je réserverai le terme de « sol rouge » pour désigner des structures pédologiques anciennes ou récentes en place, tandis que ces mêmes formations remaniées seront appelées « terres rouges ».

1° La différenciation de sols rouges au Quaternaire ancien, jusqu'à la fin de l'interglaciaire Mindel-Riss, est à peu près unanimement admise. Dans la région de Marseille, un très bel exemple de sol rouge de cet âge est visible dans une des coupes de l'autoroute Est, près d'Aubagne (Bouches-du-Rhône) : des graviers fluviatiles sans doute d'âge mindelien, situés en fond de vallée, sont surmontés d'un sol rouge puissant (environ 1 m), lui-même recouvert par des graviers rissiens et würmiens.

2° L'interglaciaire Riss-Würm est, dans nos régions, une nouvelle période d'altération et de rubéfaction intenses. De beaux sols rouges attribuables à cette époque existent dans la région d'Aubagne (Bouches-du-Rhône), sur les coupes récemment mises au jour par les tranchées de l'autoroute Est

de Marseille, ainsi qu'à Sainte-Anne-d'Evenos, près de Toulon (Var). A Sainte-Anne-d'Evenos, le sol rouge riss-würm, puissant de 0,5 à 1 m, qui affecte des graviers rissiens contenant des industries préhistoriques [2], est très évolué et correspond sans doute à un climat chaud. Ce sol riss-würm se retrouve dans certains remplissages des grottes de Provence : à la grotte de Rigabe [près de Rians (Var)], et peut-être, plus au Nord, à la Baume des Peyrards (Vaucluse) [3].

3° Les premières répercussions climatiques de la glaciation würmienne dans nos régions se traduisent par un remaniement des sols rouges précédemment formés, qui donne de grandes masses d'éboulis et de dépôts de pentes colorés en rouge, très répandus dans toute la Provence calcaire et cristalline. Des terres rouges apportées par le ruissellement s'accumulent au bas des versants (limons rouges des Iles d'Hyères par exemple).

4° Le premier interstade würmien (Würm I-Würm II) permet un nouveau développement des sols d'altération et de la rubéfaction. Des sols rouges de cet âge sont bien datés, stratigraphiquement, en Basse-Provence : près de Marseille, les brèches rouges würmiennes contiennent vers leur tiers inférieur un sol épais de 0,30 à 0,50 m; à la Coudourière [près de Sanary (Var)], sur substratum métamorphique, un sol d'altération est aussi visible dans les brèches, transformé en sol panaché par l'installation (à la fin du premier interstade würmien), d'une forêt en climat humide (« sol à gley »). A Marseille, le sol rouge fossile passe souvent à des terres rouges remaniées et accumulées au bas des versants; leur puissance peut alors atteindre 1 m; elles sont très calcaires et en général associées à des blocs de calcaire dont les faces sont fortement corrodées.

Cette couche rouge du premier interstade würmien existe également dans le remplissage des grottes : à la grotte de Rigabe elle sépare deux nappes d'éboulis datées par des industries préhistoriques (Moustérien). Elle semble correspondre à une période de lessivage intense, donc humide, durant laquelle les actions chimiques de dissolution et de rubéfaction furent particulièrement efficaces. En Corse, près de Maccinaggio (Cap Corse), ce sol fossile est compris, comme en Provence, entre deux nappes de brèches rouges, le tout reposant sur une plage tyrrhénienne [4].

Au Würm II, ces actions semblent cesser assez rapidement et l'on a seulement la reprise, dans des éboulis ou des dépôts de pentes, des formations préexistantes. Il faut ensuite attendre les temps post-glaciaires pour les voir réapparaître.

5° La présence d'un sol rouge post-glaciaire est bien établie en Provence : on le voit sur de nombreuses coupes, et il affecte le plus souvent les éboulis de la fin du Würm, et quelquefois le lœss. Il est en général peu épais et peu évolué, mais peut donner des formes d'accumulation importantes : terres rouges et argiles rouges des grottes et des surfaces karstifiées (sur

calcaires), ou dans les parties basses des dépressions naturelles. Il semble, en Provence, que la différenciation de cet horizon rubéfié soit un peu plus tardive que dans les autres régions : je pense qu'il a dû se former au début de l'âge du Bronze, pendant lequel a régné passagèrement un climat plus humide ([5]). Dès la fin de l'âge du Bronze, et jusqu'à nos jours, se forme un sol brun qui, presque partout, surmonte l'horizon rubéfié devenu sub-fossile.

Nous voyons donc qu'en Provence, outre le sol rouge du Mindel-Riss, un important sol rouge marque l'interglaciaire Riss-Würm. A l'interstade Würm I-Würm II se différencie encore un important niveau altéré et rubéfié qui semble indiquer l'existence, à cette période, d'un climat tempéré et humide. Le sol rouge post-glaciaire, beaucoup moins évolué que les précédents, est cependant bien marqué et peut donner de grandes accumulations de terres rouges et d'argiles dans les bas-fonds ou les cavités naturelles; on peut le dater du début de l'âge du Bronze.

Ces résultats permettent quelques comparaisons avec ce qui est connu dans les régions voisines de la Provence : dans les Alpes ([6]) et dans les Pyrénées ([7]), les sols rouges cessent définitivement de se former à la fin du Mindel-Riss. Dans la région de Genève au contraire, le seul sol rouge existant est post-glaciaire, daté du Néolithique par A. Jayet. Entre ces deux cas extrêmes, il semble qu'il y ait en Italie, comme en Provence et en Corse, des couches rouges d'âge intermédiaire, du Riss-Würm et du Würm I-Würm II, ainsi qu'un sol rouge post-glaciaire.

([1]) Cabouat et P. Marcelin, *Bull. de la Soc. Languedocienne de Géographie*, t. 25, 1954, p. 1-8; A. Jayet et M. R. Sauter, *Bull. Inst. Nat. Genevois*, 56, 1953, p. 151-166.

([2]) E. Bonifay et H. de Lumley, *C. R. som. Soc. Géol. Fr.*, 1957, p. 49-51.

([3]) H. de Lumley, *Bull. Soc. d'Études des Sc. Nat. de Vaucluse*, 1957, p. 1-23.

([4]) F. Ottmann, *Thèse*, Paris, 1957.

([5]) E. Bonifay et R. Molinier, *Bull. Mus. Hist. Nat. de Marseille*, 15, 1955, p. 5-23.

([6]) F. Bourdier, *Session extraord. des Soc. Belges de Géol.*, Bruxelles, septembre 1946.

([7]) H. Alimen, *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 4, fasc. 7-9, 1954, p. 609-620.

(*Institut de Paléontologie Humaine, Paris.*)

PALEOBOTANIQUE. — *Sur la genèse et l'émission des cordons vasculaires ligneux destinés aux feuilles chez* Sigillaria Bretoni (*P. B.*) *P. C.* Note de MM. **Paul Corsin** et **Yves Lemoigne**, présentée par M. Louis Blaringhem.

Le cordon vasculaire ligneux foliaire de *Sigillaria Bretoni* se forme uniquement aux dépens du protoxylème et du métaxylème de la stèle de la tige. On peut découper la couronne de bois de première formation de la tige en « unités vasculaires ligneuses foliaires » qui agissent indépendamment dans la genèse de ces cordons et à partir desquelles se fait l'élaboration du système vasculaire ligneux de la feuille.

Dans une Note précédente [1] nous avons donné les caractéristiques anatomiques de la tige de *Sigillaria Bretoni*; nous esquisserons ici les résultats de l'étude de la genèse et de l'émission du cordon vasculaire ligneux foliaire.

Ces cordons (en section transversale trace foliaire) se forment aux dépens du protoxylème et du métaxylème du cylindre ligneux central dans le fond des sinus (convexité tournée vers l'intérieur) de la surface externe de l'anneau de bois de première formation.

A. *État du sinus au « repos ».* — Le protoxylème tapisse tout le pourtour du sinus et des dents voisines, sauf les extrémités de ces dernières où le métaxylème est en contact direct avec le deutéroxylème. Le métaxylème du fond du sinus n'a pas encore commencé à proliférer.

B. *Genèse du cordon vasculaire ligneux foliaire.* — C'est le protoxylème qui entre d'abord en action : il se forme un pointement de part et d'autre du sinus aux points de rencontre de l'axe de la sinusoïde avec l'étroite bande de trachées. Ces deux pôles (lame tangentielle d'Hagène) sont symétriques par rapport à l'axe du sinus et orientés vers le fond de celui-ci. A un niveau plus élevé, dans la tige, les pointements se développent, tandis qu'au fond du sinus il apparaît un petit massif, allongé tangentiellement, de trachéides issus du métaxylème. Puis les deux pôles rejoignent bientôt ce massif qui a augmenté de volume. A ce stade, et en coupe transversale, le cordon vasculaire ligneux foliaire se présente sous la forme d'une ellipse à allongement transversal avec les trachées (protoxylème) aux extrémités du grand axe, il est donc muni de deux pôles situés latéralement. Ensuite les lames tangentielles continuent leur progression vers l'axe du sinus, ainsi que les deux pôles se rapprochent l'un de l'autre du côté extérieur de la masse de métaxylème destinée à la sortie. Vu dans l'espace, le cordon vasculaire ligneux foliaire se plie en gouttière.

C. *Aspect définitif du cordon vasculaire ligneux foliaire.* — Les deux pôles se sont rejoints et réunis au niveau de l'axe du sinus. En section transversale le cordon vasculaire, placé symétriquement au fond du sinus, apparaît sous la forme d'un secteur de cercle dont la pointe, dirigée vers l'extérieur, est occupée par les trachées de petite taille tandis que les trachéides les plus gros sont en contact avec le métaxylème de la stèle sans l'interposition de protoxylème; puis il devient presque semi-circulaire. A ce stade le cordon vasculaire ligneux sortant, toujours symétrique par rapport à l'axe du sinus, est unipolaire et à contours arrondis.

D. *Cordon vasculaire ligneux sortant dans le deutéroxylème.* — C'est alors que dans l'axe du sinus, en face du pôle du faisceau sortant, apparaissent dans le deutéroxylème deux files de cellules sub-carrées à parois très fines et de nature parenchymateuse. Le cordon ligneux s'engage entre ces deux lames unistratifiées d'éléments parenchymateux et traverse le deuté-

roxylème sensiblement horizontalement (en section transversale il se présente coupé dans le sens longitudinal). Ainsi il n'y aurait pas chez *Sig. Bretoni* de rayons médullaires de deuxième formation, mais ces pseudo-rayons seraient liés à l'émission du cordon ligneux sortant.

E. *Cordon vasculaire dans les tissus extérieurs au deutéroxylème.* — Dès sa sortie du deutéroxylème le cordon vasculaire s'élève verticalement et il reste, pendant une partie de son trajet, accolé à la stèle ligneuse avant de traverser les tissus corticaux pour aller dans la feuille qui est située sur une côte de la surface de la tige. Il conserve sa forme sensiblement semi-circulaire, avec un seul pôle médian du côté extérieur, durant toute la traversée de l'écorce et du liège.

F. *Sur l'unité vasculaire ligneuse de la stèle.* — Nous avons remarqué que seul le bois de première formation participe à la genèse du système vasculaire ligneux de la feuille : en effet, ce dernier apparaît au fond d'un sinus et met en jeu deux massifs de protoxylème situés latéralement dans ce sinus, ainsi que le métaxylème sous-jacent à ce même sinus. Il apparaît donc que, dans une coupe transversale de la tige, l'anneau de bois de première formation pourrait être découpé en autant de secteurs qu'il y a de sinus, les rayons qui limitent ces secteurs passant par le sommet des dents. Ainsi une « unité vasculaire ligneuse de la stèle » comprendrait, dans une coupe transversale, tout le secteur de bois de première formation limité par deux rayons partant du centre de la tige et passant par les sommets de deux dents consécutives. Autrement dit, elle comprendrait tous les trachéides correspondant à un sinus et les deux demi-dents qui lui sont adjacentes ainsi que les trachées tapissant la sinusoïde et interrompues au sommet de chaque dent.

L'unité vasculaire ligneuse de la stèle, que nous venons de définir, correspond à une observation dans un plan. Pour un observateur dans l'espace, nous définirons cette unité comme la portion du cylindre de bois de première formation (protoxylème et métaxylème) limitée d'une part, latéralement par les plans médiateurs de deux côtes consécutives et, d'autre part, horizontalement par les plans parallèles passant par deux niveaux successifs de repos du sinus correspondant.

G. *Système ligneux de la feuille.* — Il correspond au cordon vasculaire ligneux foliaire depuis le début de sa genèse jusqu'à son individualisation dans la feuille.

H. *Unité vasculaire ligneuse d'une feuille.* — Il s'ensuit que l' « unité vasculaire ligneuse d'une feuille » se définit comme l'ensemble de l'unité vasculaire ligneuse de la stèle et du système ligneux foliaire qui lui correspond.

Le cylindre de bois de première formation résulterait de la coalescence de l'ensemble des unités vasculaires ligneuses foliaires.

Le bois de deuxième formation n'est nullement lié au système vasculaire de la feuille, il correspond uniquement à l'accroissement en diamètre de la tige et serait donc essentiellement de nature caulinaire.

(1) *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 2959.

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Sur la présence dans les graines de moutarde noire, de colza et de navette d'un enzyme qui possède une action destructrice sur les sénevols.* Note de M. **Émile André** et Mme **Marie Durou-Carbouères**, présentée par M. Marcel Delépine.

Au cours de nos recherches sur les essences sulfurées des graines de crucifères, nous avons constaté que les solutions aqueuses de sénevols abandonnées à elles-mêmes dans l'obscurité, deviennent opalescentes et que leur teneur en sénevol diminue en fonction du temps.

Pour continuer l'étude de l'enzyme destructeur des sénevols dont nous avons reconnu l'existence dans diverses graines de colza et de moutarde (1) nous avons essayé d'utiliser comme matière première des solutions aqueuses de sénevols au lieu et place des graines broyées.

Nous avons pour cela :

1° déterminé la solubilité dans l'eau des divers échantillons de sénevols que nous avions en notre possession. Les données numériques que nous avions pu recueillir à ce sujet étaient très divergentes;

2° nous avons étudié l'évolution en fonction du temps de la teneur en sénevol de solutions aqueuses saturées préparées par nos soins;

3° enfin, nous avons recherché quelle pouvait être l'action du ferment destructeur sur de telles solutions.

Nous donnons ci-après sous forme de tableaux les résultats obtenus pour les deux premiers points de cette étude.

1° *Solubilité dans l'eau à 20° de quelques sénevols :*

Résultats en grammes par litre (2).

	Produit	
	naturel.	de synthèse.
Allylsénevol	1,24	1,20
3-buténylsénevol	0,46	
4-penténylsénevol	0,16	
Phényléthylsénevol	0,11	

2° *Évolution en fonction du temps des solutions aqueuses saturées de sénevols :*

Sénevols.	Teneur en grammes par litre. Au départ.	Après un mois.	deux mois	trois mois.	Perte de la quantité initiale de sénevol après trois mois (%).
Allyl	1,24	1,03	0,45	0,32	75
3-butényl	0,46	0,33	0,14	0,05	90
4-pentényl	0,15	0,14	0,04	<0,01	94
Phényléthyl	0,10	0,10	0,03	<0,01	90

3° Dans le but d'établir quelle serait l'action d'un macéré fermentaire de graines de moutarde noire, de colza ou de navette sur de semblables solutions, nous avons réalisé les expériences suivantes :

On prépare un macéré fermentaire en plaçant 25 g de graines finement broyées à étudier dans 200 ml d'eau. On laisse macérer le tout pendant 24 h; on filtre et ajoute ensuite la quantité de solution saturée de sénevol nécessaire pour obtenir un litre de préparation, dont on détermine immédiatement la teneur en allylisothiocyanate (avant toute action du ferment). D'autre part, on prépare une solution aqueuse contenant exactement la même quantité de sénevol.

Nous pouvions ainsi en comparant l'évolution en fonction du temps de la teneur en sénevol de ces deux liquides apprécier l'action du ferment contenu dans le macéré fermentaire.

Voici, à titre d'exemple, quelle a été l'action d'un macéré fermentaire de graines de moutarde noire sur une solution d'allylsénevol.

Temps en jours.	Allylsénevol par litre. Solution sans ferment.	Allylsénevol par litre. Solution avec ferment.	Décomposition (%) de la quantité initiale de sénevol. Solution sans ferment.	Décomposition (%) de la quantité initiale de sénevol. Solution avec ferment.
Au départ	0,91	0,91	–	–
1	0,91	0,85	0	6,5
2	0,91	0,80	0	12,0
5	0,91	0,72	0	20,8
8	0,85	0,64	6,5	29,6
12	0,82	0,52	9,1	42,7
16	0,80	0,50	12,1	45,0
19	0,80	0,50	12,2	45,0
23	0,78	0,49	14,2	46,1

On voit d'après le tableau précédent que la présence de ferment apporté par les graines de moutarde noire a grandement accéléré la vitesse de destruction du sénevol. Cette destruction déjà sensible après 24 h se ralentit ensuite.

Nous apportons donc la preuve que l'enzyme destructeur agit en accélérant la destruction du sénevol par l'eau.

Nous dirons seulement ici que les macérés fermentaires de graines de colza et ceux de graines de navette agissent de façon semblable nous proposant de donner par la suite dans un autre recueil des détails complémentaires.

Il restait enfin à déterminer le processus chimique de cette disparition des sénevols.

Nous avons pensé que l'opalescence qui apparaît dans les solutions aqueuses de sénevols pouvait être due à du soufre, la décomposition se produisant d'après la réaction déjà connue qu'on peut schématiser par

$$R-N=C=S \rightarrow R-C \equiv N + S.$$

Pour en apporter la preuve nous avons abandonné à l'obscurité 3 l d'une solution d'allylsénevol de titre connu. Après quatre mois, on titre le sénevol restant, puis on filtre soigneusement la solution pour recueillir le dépôt formé.

Le poids du précipité ainsi recueilli correspond à la quantité de soufre libéré d'après la réaction ci-dessus par le sénevol disparu. De plus, un dosage effectué sur ce précipité donne comme résultat 95,3 % de soufre. En conséquence, nous nous croyons autorisés à admettre, comme première conclusion, que l'enzyme existant dans certaines graines de crucifères à huile qui provoque la destruction des sénevols les détruit en donnant naissance au nitrile correspondant et à du soufre.

Un fait depuis longtemps signalé et confirmé à plusieurs reprises par MM. E. André et P. Delaveau ([2]) vient étayer cette conclusion. Lors de l'étude que ces derniers auteurs ont faite des essences de crucifères ils ont constaté qu'on trouvait toujours une quantité non négligeable de nitriles dans les fractions de tête provenant de la distillation de ces essences.

En résumé, nous avons montré que l'enzyme destructeur des sénevols, dont nous avions antérieurement signalé l'existence, accélère une réaction de désulfuration qui se produit beaucoup plus lentement par action de l'eau seule. Nous proposons de donner à cet enzyme le nom de « désulfurase » des sénevols.

([1]) *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1274; 240, 1955, p. 1468; 244, 1957, p. 2546.

([2]) Les sénevols que nous appelons « naturels » ont été préparés au laboratoire, *voir* E. André et P. Delaveau, *Ann. Agron.*, série E, 1953, n° 3, p. 193-208 et n° 4, p. 243-263.

CHIMIE AGRICOLE. — *Diverses formes d'adsorption du potassium échangeable dans le sol.* Note (*) de M. **Robert Blanchet**, transmise par M. Maurice Lemoigne.

Des travaux antérieurs ont montré que le potassium est retenu à l'état échangeable par le complexe colloïdal des sols, selon un mécanisme d'adsor-

ption ([1]), ([2]). Toutefois, l'extraction de ce potassium par des solutions acides diversement concentrées indique que le déplacement des ions K^+ par les ions H^+ n'est pas une fonction simple du pouvoir d'échange de la solution ([3]), laissant ainsi prévoir divers modes d'adsorption. Le déplacement du potassium par des solutions dont le pouvoir d'échange est constant et identique à celui de la solution du sol en place permet de mettre en évidence ces divers modes d'adsorption.

TECHNIQUE. — Les essais ont porté sur des prélèvements successifs d'un sol de limon régulièrement enrichi en place depuis 1929 par des apports annuels d'engrais potassiques, et laissé sans culture. Les teneurs en K échangeable. déterminées par épuisement avec une solution normale et neutre d'acétate d'ammonium, varient largement : 0,06 ‰ en 1929 à 0,35 ‰ en 1955.

Ce potassium a été progressivement extrait en plaçant au contact d'un poids donné de terre des volumes croissants d'une solution de même pouvoir d'échange que la solution du sol en place (mêmes pH et concentrations en ions Ca^{++} et Mg^{++}). Cette solution, contenant 200 mg de Ca et 15 mg de Mg par litre, était préparée à partir d'acétates de calcium et de magnésium, et légèrement acidifiée par l'acide acétique jusqu'à pH 5,9 (pH de la solution du sol). Les rapports sol/solution ainsi réalisés ont varié entre 1/0,66 et 1/200, soit, par gramme de sol, 0,66 à 200 ml de solution.

A chacun de ces rapports sol/solution correspondent à l'équilibre une concentration en potassium c de la solution, et l'extraction d'une quantité définie q de K échangeable. Connaissant la teneur Q en K échangeable total, on en déduit la quantité restante r :

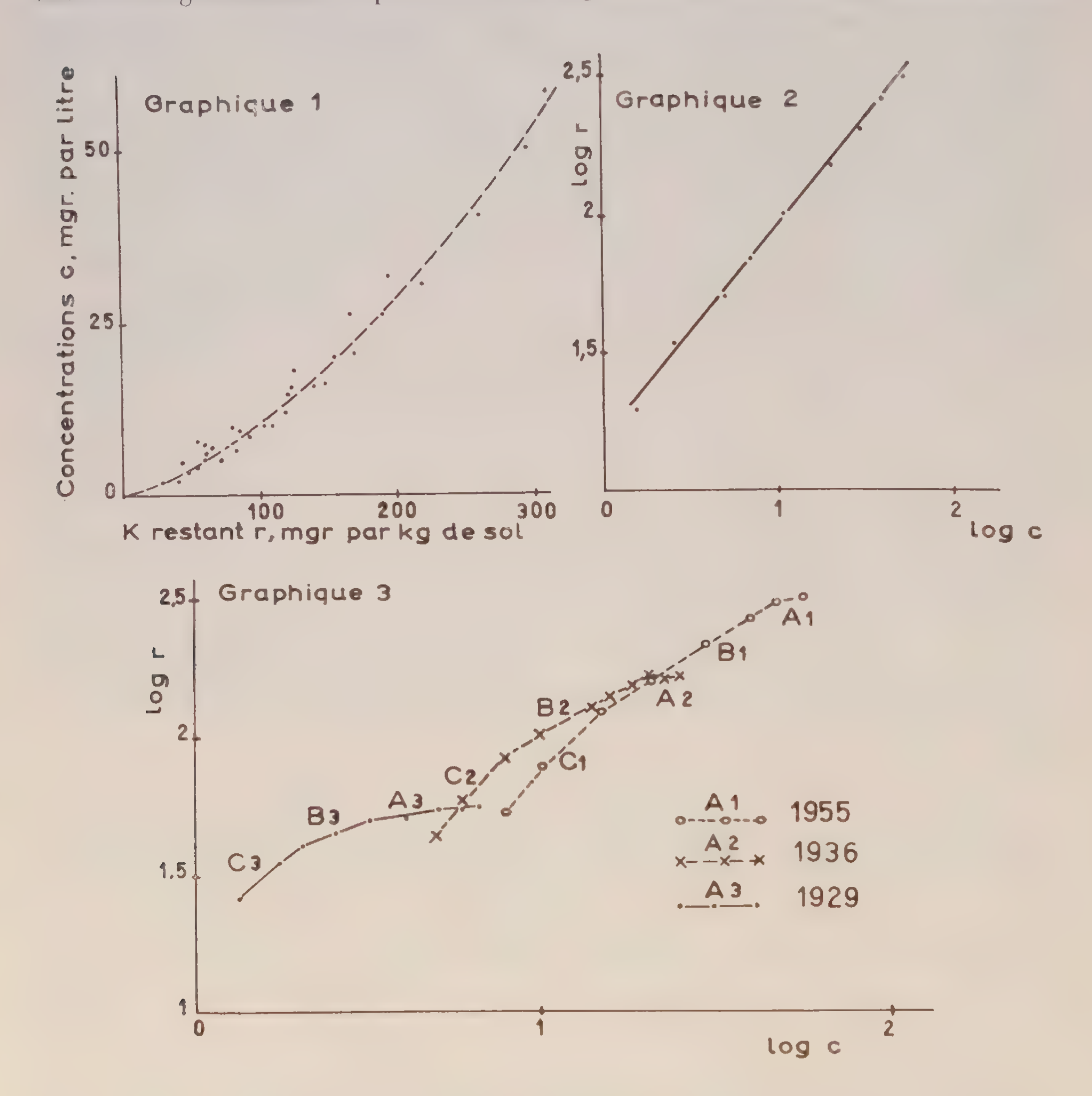
$$r = Q - q.$$

RÉSULTATS. — 1° *Ensemble des sols diversement enrichis.* — La figure 1 représente les résultats obtenus aux divers rapports sol/solution pour l'ensemble des sols diversement enrichis ; les concentrations d'équilibre c sont portées en fonction des teneurs r en potassium échangeable restant. L'ensemble des valeurs détermine bien une courbe moyenne. Il existe donc un équilibre bien défini, pour le sol considéré, entre une quantité donnée de K fixé à l'état échangeable, et la concentration de la solution en équilibre avec le sol, lorsque le pouvoir d'échange de celle-ci reste constant. En représentant en coordonnées logarithmiques ($\log r$ en fonction de $\log c$) les valeurs correspondant à la courbe moyenne, on obtient une droite (*fig.* 2), conformément à la loi d'adsorption de Freundlich, qui s'écrit ici

$$r = 15,5\, C^{0,76}.$$

r et c étant exprimés respectivement en milligrammes K par kilogramme de sol et en milligrammes K par litre de solution. L'enrichissement global de ce sol en potassium échangeable, grâce aux engrais apportés entre 1929 et 1955, s'est donc bien réalisé par adsorption des ions K^+ sur le complexe colloïdal.

2° *Détail de chacun des prélèvements.* — Si l'on effectue la même représentation logarithmique à partir des résultats relatifs à chacun des prélèvements considérés isolément, on n'obtient pas pour chacun d'eux une seule droite, mais une ligne brisée comprenant trois segments de droites d'équations diffé-



rentes (*fig.* 3). Ces segments ont été appelés A, B et C. La pente du segment A est très faible : à une forte diminution de la concentration d'équilibre correspond une faible extraction de potassium. Dans les segments B et C, de pentes plus grandes, l'extraction s'effectue avec des variations moindres de la concentration des solutions.

Le tableau suivant précise ces observations. Il indique, en valeurs absolues, les quantités de potassium Δr correspondant à chacun des segments, ainsi que la variation Δc de la concentration d'équilibre au cours de l'extraction. De

même que la pente des droites; le rapport $\Delta c/\Delta r$ est un indice de la rapidité avec laquelle la solution d'équilibre se dilue au fur et à mesure de l'épuisement.

Année du prélèvement.	Segment A. Δc.	Δr.	$\frac{\Delta c}{\Delta r}$.	Segment B. Δc.	Δr.	$\frac{\Delta c}{\Delta r}$.	Segment C. Δc.	Δr.	$\frac{\Delta c}{\Delta r}$.
1929......	3,8	7,5	0,51	1,2	10	0,12	0,7	16	0,044
1932......	8	15	0,53	4,5	27	0,17	3	39	0,077
1936......	7,6	15	0,51	8,4	47	0,18	5	60	0,083
1943......	9,5	13	0,73	10,5	65	0,16	7,4	77	0,096
1955......	8	16	0,5	35	172	0,20	9	95	0,095

L'enrichissement se traduit surtout par une augmentation des quantités de potassium fixées en B et C. Les plantes s'alimentent essentiellement dans le sol à partir du potassium A, qui entretient les plus fortes concentrations de la solution du sol. Il importe donc de renouveler ce stock A par des fumures annuelles, au fur et à mesure de sa disparition.

(*) Séance du 3 juin 1957.

(1) L. Wiklander, in *Chemistry of the soil*, Reinhold Publishing Corporation, New-York, 1955, p. 107.

(2) C. Krishnamoorthy et R. Overstreet, *Soil Sc.*, 69, 1950, p. 41.

(3) R. Chaminade, *Ann. Agro.*, 5, 1934, p. 626; 6, 1934, p. 781.

(*Centre national de Recherches agronomiques, Versailles, Station centrale d'agronomie. I. N. R. A.*)

MORPHOGENÈSE. — *Étude expérimentale des potentialités morphogènes des diverses régions du blastème de l'uretère primaire (Amphibiens anoures)*. Note de MM. **Roger Cambar** et **Jean-Daniel Gipouloux**, présentée par M. Maurice Caullery.

Au début de son allongement vers le rectum, le blastème de l'uretère primaire est constitué par un cordon cellulaire massif, terminé par une courte et étroite traînée de cellules non cohérentes (cellules dites sub-blastématiques). Nous avons démontré que ces dernières (1), au nombre de 50-60, participent très activement à l'allongement de l'uretère primaire, puis à l'édification de la partie postérieure de ce conduit. En outre, il nous est apparu que les potentialités morphogènes des cellules blastématiques s'affaiblissaient graduellement, depuis l'extrémité libre (postérieure) du blastème jusqu'à sa base (antérieure). Les diverses régions du blastème de l'uretère primaire devraient donc apporter une contribution quantitative différente à l'édification du conduit. Le présent travail apporte la vérification expérimentale de cette hypothèse.

Matériel et méthode. — Nous utilisons des embryons de Crapaud commun (*Bufo bufo* L.), au stade III_1 (taille : 3,5 mm) ([2]). Le blastème urétéral mesure alors 600 μ de longueur environ. Les cellules sub-blastématiques précédant le blastème compact s'étendent sur 100 μ environ.

Nous avons pratiqué d'abord l'ablation totale du blastème urétéral (à l'exception des cellules sub-blastématiques) (*type A*), ensuite, des ablations partielles de ce blastème en laissant intactes, en situation variée, des portions d'importance inégale du blastème compact : 1/6ᵉ du blastème (*type F*), 1/3 du blastème (*types B, C* et *E*), 2/3 du blastème (*type D*). Dans tous les cas (*type C* excepté) les cellules sub-blastématiques ont été conservées (*voir* schémas).

Les opérations sont effectuées d'un seul côté de l'embryon. Le pronéphros correspondant est enlevé, afin d'éviter les troubles d'hydronéphrose.

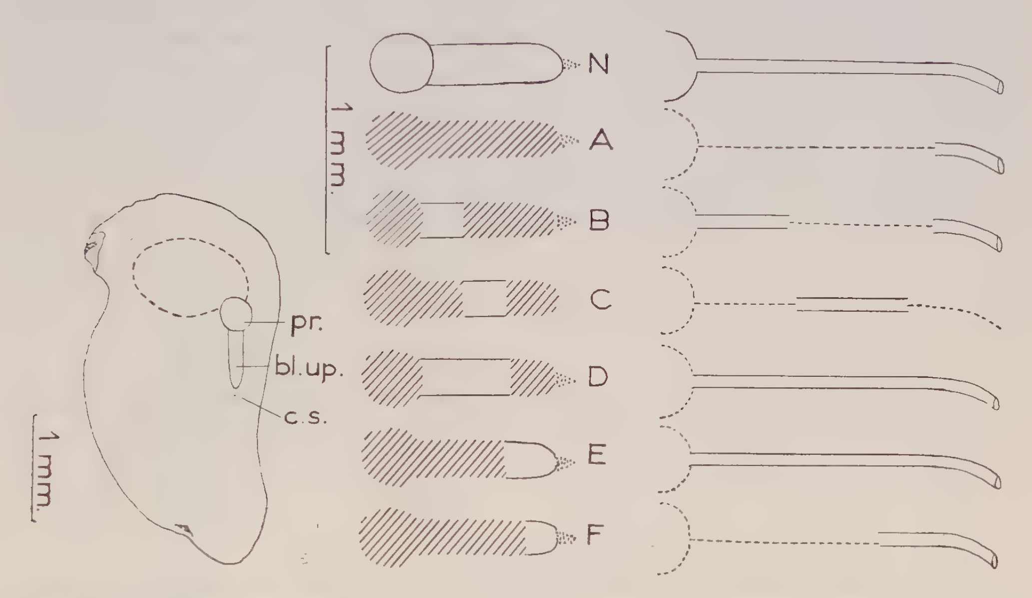
Résultats. — Précisons qu'il a déjà été démontré que le développement normal de l'uretère primaire n'est pas perturbé par l'ablation totale du pronéphros adjacent.

Conservées seules (*type A*), les cellules sub-blastématiques édifient une partie importante d'uretère primaire, correspondant environ à 1/4 de la longueur totale du conduit (mesurée entre le pronéphros et le rectum). Cet uretère partiel est toujours situé au contact du rectum avec lequel il communique. Si le tiers antérieur du blastème est conservé, en même temps que les cellules sub-blastématiques (*type B*), deux portions urétérales sont édifiées : l'une est postérieure (expérience précédente), l'autre est antérieure, de longueur légèrement inférieure à 1/3 de la longueur totale de l'uretère. La seule conservation du tiers médian du blastème (*type C*), en l'absence des cellules sub-blastématiques, provoque seulement la formation d'une portion d'uretère, isolée en situation médiane, d'étendue légèrement supérieure à 1/3 de la longueur totale du conduit. L'expérience de *type D* correspond à la somme des deux types précédents *B* et *C*. Le résultat en est aisément prévisible : aucune déficience n'apparaît dans le développement de l'uretère primaire. L'absence du tiers postérieur du blastème n'altère donc pas la morphogenèse du conduit, bien que cette région terminale ait déjà été reconnue particulièrement active au cours de la croissance de l'uretère. Il importe donc d'éprouver les potentialités morphogènes de la région postérieure du blastème urétéral.

Si le tiers postérieur du blastème est conservé, ainsi que les cellules sub-blastématiques, l'uretère primaire développé est complet (*type E*). Les potentialités morphogènes des cellules terminales du blastème sont donc très élevées, et semblent bien s'accroître progressivement au fur et à mesure qu'on s'approche de l'extrémité libre du blastème.

Quelle est alors la quantité minimum du blastème urétéral qui doit nécessairement être conservée pour que l'uretère primaire développé soit

complet ? Cette quantité correspond à peu près à celle qui est présente dans l'expérience de *type E*, soit le tiers postérieur environ du blastème, prolongé par les cellules sub-blastématiques. En effet, si la région conservée est réduite à 1/6e de la longueur totale du blastème (*type F*), la portion



A gauche : L'embryon au moment de l'opération. *bl. up.*, blastème de l'uretère primaire; *c. s.*, cellules sub-blastématiques; *pr.*, pronéphros. *Au centre :* Les divers types d'opération (N, état normal); les parties enlevées sont hachurées. *A droite :* L'aspect schématique (sans échelle); des résultats en pointillé : les régions dépourvues d'uretère primaire.

d'uretère édifiée atteint seulement 2/5e de la longueur totale du conduit. Précisons que le nombre total minimum de cellules blastématiques terminales, suffisant pour permettre l'édification d'un uretère complet, peut être fixé à 300, environ.

L'ensemble de ces résultats démontre bien que les potentialités morphogènes des cellules blastématiques décroissent régulièrement de l'extrémité postérieure à la base (antérieure) du blastème.

Une conclusion importante apparaît : la situation de la partie d'uretère édifiée correspond à peu près à la situation même des cellules génératrices dans le blastème en voie d'allongement. L'étendue de la migration effectuée au cours du développement normal par les diverses cellules du blastème varie donc selon leur situation dans le blastème. *A priori*, ce fait semble provoqué par l'encombrement progressif de la « voie » suivant laquelle s'effectue électivement la migration des cellules blastématiques. Chacune d'elles, au terme de sa migration, constitue, en effet, un obstacle pour celles qui la suivent. Mais il serait inexact d'invoquer l'obstruction de la « voie » suivie par les cellules pendant leur migration pour expliquer la

restriction graduelle de l'amplitude de leur déplacement. Même si la « voie » présomptive est libre (*types B* et *C*) l'étendue de la migration n'est pas accrue. On est alors tenté d'attribuer aux différentes cellules blastématiques un pouvoir intrinsèque de migration, variable selon la place qu'elles occupent dans le blastème, qu'il soit encore quiescent ou déjà en voie d'allongement. Des expériences de greffes et d'échange de matériel cellulaire, entre régions différentes du blastème, sont seules susceptibles d'apporter une réponse. Cette dernière fera l'objet d'un prochain travail.

(1) R. CAMBAR et J.-D. GIPOULOUX, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2098.
(2) R. CAMBAR et J.-D. GIPOULOUX, *Bull. Biol.*, 90, 1956, p. 198-217.

(*Laboratoire de Biologie générale, Faculté des Sciences, Bordeaux.*)

ZOOLOGIE. — *Les lophocytes de l'Éponge siliceuse* Tethya lyncurium *Lamarck et leur évolution*. Note (*) de Mlle **ODETTE TUZET** et M. **JEAN PARIS**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

En 1952, Ankel et Winterman Kilian (1) ont décrit les premiers lophocytes chez l'Éponge d'eau douce *Ephydatia fluviatilis*. Ces auteurs suggèrent que ces cellules, présentant un pinceau de filaments très fins, pourraient avoir un rôle nerveux. L'un de nous a décrit les mêmes éléments en 1953 (2) chez *Pachymatisma johnstonni*, et, en 1957, Pavans de Ceccatty (3) les retrouve chez *Chondrosia reniformis*. Ces dernières observations mettent en évidence le rôle excréteur et sécréteur de ces cellules.

Des recherches que nous venons d'effectuer chez l'Éponge siliceuse *Tethya lyncurium* (= *T. aurantia*) Lamarck viennent appuyer cette interprétation. Cette Éponge, récoltée en Méditerranée au large de Port-Vendres, a l'intérêt de présenter deux zones tissulaires bien délimitées. L'ectosome mésenchymateux, épais, contient des faisceaux de fibres entrecroisées. La zone médullaire, d'où partent les faisceaux rayonnants de grands strongyloxes, est entièrement choanosomiale.

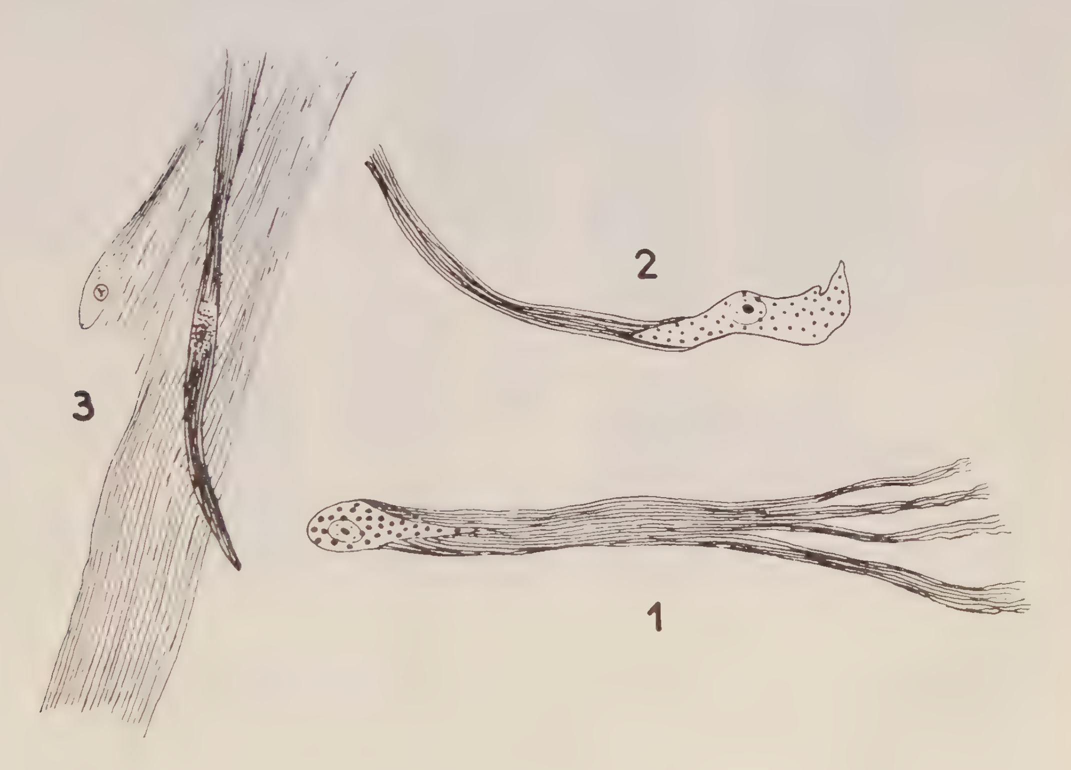
C'est au sein de la zone mésenchymateuse qu'on trouve les lophocytes. Ceci confirme les observations antérieures qui localisent la présence des lophocytes aux zones corticales les plus externes.

Sur des coupes colorées à l'hématoxyline ferrique et au Prenant (modification de Duboscq), nous avons pu voir des lophocytes de divers aspects :

a. Des formes de grande taille, très faciles à observer. Leur pinceau coloré en vert est nettement marqué; souvent ramifié à son extrémité distale et isolé par rapport aux faisceaux mésenchymateux environnants. Le corps cellulaire ovoïde contient des granulations massives (*fig.* 1).

b. Des éléments plus petits, polymorphes, chez lesquels la cellule basale s'allonge considérablement. Les granulations deviennent plus fines. On constate une tendance à la condensation des fibres du pinceau en un faisceau unique qui se distingue alors mal de la trame mésenchymateuse environnante (*fig*. 2).

c. Enfin des lophocytes fusiformes à noyau aplati dans un cytoplasme étiré et à granulations très fines. Dans ces petites formes, le pinceau ne semble plus partir d'un seul pôle de la cellule, mais de toute la surface du corps cellulaire qui paraît inclus dans ce faisceau fibrillaire. Quelquefois nous avons constaté la présence de granulations isolées, le long et dans les fibres du pinceau (*fig*. 3).



Si on trouve la majorité des lophocytes dans la zone mésenchymateuse, nous en avons cependant observé quelques-uns dans la zone choanosomiale. Ils sont aussi présents dans les territoires de réorganisation des tissus : dans les sorites, et notamment dans les bourgeons expérimentaux.

Mais nous n'avons jamais observé de prolongements filiformes antérieurs analogues à ceux que représente Pavans de Ceccatty chez *Chondrosia reniformis*.

Ainsi, chez *Tethya lyncurium*, on peut constater l'accumulation des lophocytes en surface, dans les zones des faisceaux mésenchymateux. Il est intéressant de noter une grande diversité de formes des lophocytes,

accompagnée d'une variabilité de l'intensité des réactions colorées. Les granules des corps cellulaires semblent aussi différer par la taille et la réactivité aux colorants, ce qui peut correspondre à l'épuisement progressif d'une substance de réserve. Il semble qu'on puisse suivre l'évolution de ces éléments depuis les lophocytes de grande taille, à pinceau isolé (représentant peut-être le type primitif), jusqu'à la cellule fusiforme à noyau aplati, incluse dans l'ensemble d'un faisceau fibrillaire.

Cet ensemble de données nous suggère une interprétation parallèle à celle de Pavans de Ceccatty qui, chez *Chondrosia reniformis*, voit dans les lophocytes, des cellules conjonctives sécrétant les fibres des faisceaux du mésenchyme fondamental.

Néanmoins, il semble y avoir une filiation très nette entre les stades des lophocytes sécréteurs et les stades ultimes de cellules fibreuses enchâssées et immobiles à l'intérieur des faisceaux qu'elles ont édifiés.

Il faudrait donc voir dans les lophocytes une différenciation particulière des cellules conjonctives du mésenchyme des Éponges.

(*) Séance du 12 juin 1957.

(1) *Z. Naturforsch.*, 7, 1952, p. 475-481.

(2) *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1447.

(3) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2103.

(*Laboratoire Arago, Banyuls-sur-Mer,*
et Laboratoire de Biologie animale, Montpellier.)

PALÉOPROTISTOLOGIE. — *Sur la présence de Ciliés fossiles de la famille des* Folliculinidæ *dans un silex du Gabon.* Note de MM. **Georges Deflandre** et **Jean Deunff**, présentée par M. Maurice Caullery.

Priscofolliculina nov. gen. est proposé pour des logettes de Ciliés, caractéristiques des *Folliculinidæ*, abondantes dans un nodule siliceux provenant des environs de Lambaréné, Gabon, dont l'âge et l'origine seront ultérieurement précisés. *Nannocladinella* nov gen. est le premier exemple connu à l'état fossile d'un Flagellé ectoparasite (phorétique) fixé sur certaines logettes de *Priscofolliculina*.

Des trois sous-embranchements de Protozoaires libres — *Rhizoflagellata, Actinopoda, Ciliata* (1) — l'un, celui des Ciliés, n'est actuellement représenté à l'état fossile que par la seule famille des *Tintinnidæ* (ex-Calpionelles), des sédiments marins du sommet du Jurassique et de la base du Crétacé. L'appartenance de ces Calpionelles aux Ciliés oligotriches n'a d'ailleurs été admise définitivement qu'en 1936, grâce aux documents publiés par l'un de nous (2). D'autre part, aucun Cilié fossile d'eau douce indubitable n'est encore connu (3). Ceci confère un intérêt particulier à la découverte, dans un nodule siliceux provenant des environs de Lamba-

réné ([4]), de nombreuses logettes, magnifiquement conservées, ayant appartenu à des représentants de la famille des *Folliculinidæ*, Ciliés hétérotriches répandus dans les mers actuelles. Les logettes sont parfois abondantes dans la masse siliceuse, au point d'être jointives (*fig.* 1). La matière organique qui les constituait originellement, colorable *in situ* mais se désagrégeant par l'action de l'acide fluorhydrique, a conservé un aspect hyalin, jaunâtre ou brunâtre, généralement ponctulé, par suite d'une vacuolisation extrêmement ténue (souvent soulignée par la rétention de très fines bulles gazeuses).



Fig. 1 à 9. — Folliculinidés (Ciliés) fossiles du Gabon. 1, Aspect d'ensemble d'une lame mince, × 100; 2, *Priscofolliculina pulchra* n. g. n. sp., × 230; 3, *P. elongata* n. sp., × 210; 4, *P. ægrota* n. sp. (portant des logettes de *Vannocladinella*), × 220; 5, *P. oblonga* n. sp., × 230; 6, *P. le layi* n. sp., × 210; 7, *P. annuligera* n. sp., × 230; 8 et 9, *Vannocladinella epitheca* n. g. n. sp., × 1000.

La forme générale, ampoulée ou plus ou moins tubulaire à fond arrondi, est très semblable à celle des Folliculinidés actuels. D'autres caractères de similitude sont frappants ([5]), tels que la présence : 1° d'un col évasé, comme chez *Folliculinopsis producta* Wright, *F. gunneri* Dons, *Folliculina elegans* Clap. et Lachm., etc; 2° de zones annulaires analogues à celles de *Folliculina elegans*, *F. aculeata* Clap. et Lachm., *F. viridis* Stein, etc.; 3° d'une différenciation basale en relation avec la fixation de l'animal, se retrouvant chez *Pebrilla paguri* Giard, *Folliculina spirorbis* Dons, *Parafolliculina violacea* Giard; 4° d'une collerette interne, assez éloignée de l'ouverture, caractérisant *Parafolliculina mirabilis* Dons, *P. violacea* Giard, *Folliculinopsis annulata* F.-F.

Ces comparaisons démontrent bien les étroites affinités de nos logettes fossiles avec celles des espèces actuelles. Cependant la classification de ces dernières (Fauré-Frémiet, 1936) *repose en premier lieu sur la structure du macronucleus*, simple dans les quatre genres *Folliculina* Link, *Metafolliculina* — *Parafolliculina* — *Pseudofolliculina* Dons, multiple dans les deux genres *Folliculinopsis* Fauré-Frémiet et *Pebrilla* Giard. Ne sachant rien des noyaux des Folliculines fossiles, nous sommes tenus de créer pour elles un genre nouveau : *Priscofolliculina* Defl. et Dff (6).

On sait que les Folliculinidés vivent normalement fixés à des supports variés. La réunion d'un grand nombre d'individus dans notre nodule siliceux apparaît donc singulière : elle évoquerait plutôt les vestiges d'une population planctonique. Toutefois la présence d'une foule de minuscules sphérules de quelques microns, très vraisemblablement attribuables à des Cyanophycées coccoïdes coloniales, comme les *Microcystis*, suggère une hypothèse plausible : les Folliculines auraient vécu fixées sur leurs colonies gélatineuses flottantes, menant ainsi une existence semi-pélagique. *Ces témoins d'un développement exubérant de la vie planctonique obligent à penser à leur rôle éventuel dans la genèse de gisements d'hydrocarbures.*

Signalons enfin, la présence, sur les logettes de l'une de nos espèces, *Priscofolliculina ægrota* (*fig.* 4), de très petits microorganismes tubulaires, arbusculés, auxquels nous donnons le nom de *Nannocladinella* n. g. *epitheca* n. sp. (7). Ce sont, sans conteste, les restes de Flagellés analogues, soit aux *Hyalobryon* (Chrysomonadines), soit plus probablement, — vu leur petitesse, — à certains Salpingoecidés (Craspédomonadines). Ce bel exemple d'un Flagellé ectoparasite (ou plus exactement phorétique) sur un Cilié, *le premier cas signalé à l'état fossile*, sera développé dans une autre publication.

(1) *Cf.* P.-P. Grassé, *Traité de Zoologie*, 1, fasc. 1, Paris, Masson et Cie, 1952, p. 129.

(2) G. Deflandre, *Bull. Soc. fr. Microsc.*, 5, 1936, p. 112-122, 42 figures.

(3) Une forme apparentée aux Paramécies aurait été trouvée dans une inclusion aqueuse de l'ambre. Nous n'avons pas eu confirmation de cette découverte. D'autre part, les microfossiles des lignites éocènes classés par Renault et Roche dans les genres *Aspidisca*, *Cinetoconia*, *Ploesconia*, ne sont sûrement pas des Ciliés. *Voir* G. Deflandre et M. Deflandre-Rigaud, *Ciliés*, *Fichier micropaléontologique*, 9e série, 1949, *Arch. orig. C. N. R. S.*, no 302, fiches 1289-1292.

(4) Par suite d'un malencontreux concours de circonstances, le gisement exact de l'échantillon n'est pas connu. De nouvelles recherches, l'examen d'un lot de silex (ceux-là, crétacés) n'ont pas encore donné de résultats. Cette publication, différée depuis l'an dernier, est donc entachée d'une grave lacune. Notre impression, cependant, est qu'il s'agit d'un « silex » provenant d'un sédiment lagunaire-saumâtre (deltaïque?), datant au plus du Sénonien, peut-être plus récent.

(5) *Cf.* A. Kahl, *Tierwelt der N. und Ost-See*, no 23, 1933, p. 11, C. 92; E. Fauré-

FRÉMIET, *Biol. Bull.*, 70, 1936, p. 353-360; *Mém. Mus. R. Hist. Nat. Belgique*, 2, (3), 1936, p. 1129-1175, 15 figures.

([6]) *Priscofolliculina* nov. gen. : logettes fossiles conservées à l'état de matière organique brun-jaunâtre, ampulliformes ou plus ou moins tubulaires; ouverture circulaire, évasée, droite ou rétrécie; fond arrondi, ou ogival, ou aplati. Dimensions : 120-280 μ environ. Génotype : *Priscofolliculina pulchra* n. sp. (*fig.* 2). Logette en ampoule à col évasé et retourné. Les autres espèces figurées seront décrites ultérieurement.

([7]) *Nannocladinella* nov. gen. : logettes tubulaires simples ou plus souvent ramifiées, hyalines, brunâtres, fixées sur la coque de *Priscofolliculina*. Dimensions : diamètre 3 μ env., hauteur 5-12 μ env. Génotype ; *Nannocladinella epitheca* n. sp. Caractères du genre (*fig.* 4, 8, 9).

(*Laboratoire de Micropaléontologie de l'École pratique des Hautes Études.*)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Rôle éventuel de l'acide ascorbique et de ses dérivés de dégradation en présence d'oxygène.* Note de M. **Pierre Douzou** et Mlle **Anne Marie Le Clerc**, présentée par M. René Fabre.

L'acide ascorbique se comporterait plus comme un substrat, au sens biochimique du terme, que comme un système réversible, donc transporteur d'hydrogène : c'est ce que permettent de conclure les expériences des auteurs sur la dégradation de l'acide ascorbique et ses conséquences biochimiques.

Il nous apparaît que l'acide ascorbique s'affirme plus comme un « substrat » au sens biochimique du terme, que comme un système réversible, donc transporteur d'hydrogène.

Ce composé subit, en solution aqueuse aérée et dans le domaine de pH où il est sous la forme ionique $AH^- H^+$, une dégradation irréversible qu'initient aussi bien certaines radiations ultraviolettes ([1]) que des ions de métaux lourds.

L'analyse chromatographique, pratiquée au moyen du système solvant butanol-acide acétique-eau (papier Whatman n° 1) permet de caractériser, outre les composés déhydroascorbique (R_f 0,42), dicétogulonique (R_f 0,12) et du type « réductones » (R_f 0,16), un composé (R_f 0,32) possédant les caractéristiques spectrales du groupement ène-diol ([2]) et semblable à celui déjà décrit par S. Partridge ([3]).

La révélation des chromatogrammes par le réactif de Heimann ([4]) démontre le commun pouvoir réducteur de ces dérivés, également actifs vis-à-vis du nitrate d'argent et du 2.6-dichlorophénolindophénol, propriété de nature à fausser les mesures colorimétriques et potentiométriques sur lesquelles sont basées les conclusions ayant trait à la réversibilité de la forme oxydée de l'acide ascorbique.

C'est ainsi d'ailleurs que la transformation d'acide lactique en acide pyruvique, uniquement attribuée par James ([5]) à la faculté de réduction de

l'acide déhydroascorbique ($A + CH_3CHOHCOOH \rightarrow AH_2 + CH_3COCOOH$) peut être obtenue au cours de la dégradation « aérobie » de celui-ci comme de l'acide ascorbique.

Ce résultat, observé au moyen de la 2.4-dinitrophénylhydrazone de l'acide pyruvique, alors caractérisée par voie spectrale [6] et chromatographique [7], s'obtient en utilisant un protocole expérimental déjà défini [8], dans des limites de pH comprises entre 4 et 7 et en atmosphère d'oxygène.

Selon la composition du milieu, les radicaux inorganiques issus de l'activation de l'oxygène moléculaire, ainsi que ceux qui résultent de la décomposition de l'eau oxygénée formée ($O_2 \rightarrow H^+ / O_2^- \rightarrow H_2O_2$), assurent les dégradations de l'acide ascorbique, et, éventuellement, l'oxydation de substrats non autooxydables [8].

La dégradation de l'acide ascorbique met en jeu une succession de transferts d'électrons, dont certains, s'effectuant à partir de radicaux ascorbiques intermédiaires, affectent l'oxygène moléculaire. L'énergie libre qui accompagne de telles activations peut être évaluée à 15 kcal/mol, valeur de nature à favoriser la formation de liaisons phosphoriques de haut potentiel énergétique, d'autant que le groupement énolique constitue un accepteur éventuel. Les liaisons alors contractées sont réputées extrêmement labiles et seule, la présence d'enzymes et de substrats spécifiques [adénosine diphosphate (ADP)] permet leur transfert sous une forme relativement plus stable.

C'est ainsi sans doute que de nombreux auteurs ont réussi à mettre en évidence, *in vitro*, la phosphorylation que suscite l'acide ascorbique, additionné aux complexes enzymatiques des mitochondries [9], [10], [11].

En appliquant à la dégradation de l'acide ascorbique en milieu phosphorique leurs protocoles analytiques, nous ne songions pas recueillir des résultats aussi substantiels que les leurs. Notre propos consistait à caractériser des phosphates organiques répondant aux critères qui servent à leur distinction. La dégradation de l'acide ascorbique était obtenue par absorption sélective de fréquences ultraviolettes :

Chaque millilitre de solution ajustée à pH 7 contenait 10 μ mol d'acide ascorbique, 10 μ mol de PO_4HK_2 — PO_4HNa_2 et 5 μ mol d'ADP (produit Pabst), l'activité des solutions en radiophosphore, utilisé comme élément traceur, était d'environ 150 000 c. m./ml.

Voici quelques résultats enregistrés à l'issue de 30 mn d'irradiation :

P estérifié (%)	0,5	0,8	1,0	1,5
P estérifié (μmol)	0,25	0,35	0,50	0,75
Acide ascorbique oxydé (μmol)	20	–		

L'identification précise de ces phosphates n'a pu être réalisée : seules

des traces d'adénosine triphosphate radioactif ont été mises en évidence par la méthode chromatographique utilisant un entraîneur inerte ([10]). En particulier, la labilité des composés du type « énol-phosphate » ne résistait pas aux moyens mis en œuvre pour en effectuer la chromatographie, vouant à l'échec les tentatives d'isolement d'un dérivé « propanediol phosphate » récemment décrit par D. Groth et G. Le Page ([12]).

Les dérivés de l'acide ascorbique, particulièrement ceux qui, comptant 3 et 4 atomes de carbone, sont doués de pouvoir réducteur, sont intéressants à un autre titre : leur solubilité dans des solvants tels que l'alcool butylique et l'éther, propriété qui nous a permis de les extraire des solutions aqueuses d'acide ascorbique en voie de dégradation, les apparente à certains composés du cycle de Krebs.

([1]) P. Douzou et D. Gallon, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 3132.
([2]) M. Skarzynski, *Bull. Acad. Pol. des Sc.*, 1937, p. 462-476.
([3]) *Biochem. J.*, **42**, 1948, p. 238-248.
([4]) W. Heimann, R. Strohecker et F. Matt, *Z. Lebensmitt. Unters. Deutsch.*, **4**, 1953, p. 263-270.
([5]) W. O. James, C. Heard et G. James, *New Phyt.*, **43**, 1944, p. 62-74.
([6]) A. Gordon et G. Wopat, *Anal. Chem.*, **23**, 1951, p. 1754-1758.
([7]) D. Seligson et B. Shapiro, *Anal. Chem.*, **24**, 1952, p. 754-755.
([8]) P. Douzou, *Colloque « Les Radioperoxydes »*, janvier 1957 (sous presse).
([9]) C. Cooper et A. Lehninger, *J. Biol. Chem.*, **219**, 1956, p. 519-529.
([10]) D. Arnon, F. Whatley et M. Allen, *J. Amer. Chem. Soc.*, **76**, 1954, p. 6324-6329.
([11]) R. Crane et F. Lippman, *J. Biol. Chem.*, **201**, 1953, p. 235-243.
([12]) *Cancer Research*, **14**, 1955, p. 837-845.

(*Inspection Technique des Subsistances, Paris, 7e.*)

MICROBIOLOGIE. — *Action* in vitro *de la 4.4′ diaminodiphényl sulfone sur les actinomycètes aérobies pathogènes.* Note de M. **François Mariat**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

La 4.4′ diaminodiphényl sulfone (D. D. S.) inhibe le développement de quelques souches de *Nocardia brasiliensis*; elle inhibe la croissance de toutes les souches de *Streptomyces maduræ* étudiées, dès la concentration de 15 μg/ml. Cette activité rend souhaitable l'utilisation de la D. D. S. dans le traitement des mycétomes dus à *S. maduræ*.

L'activité bactériostatique des sulfones est bien connue et leur emploi dans la thérapeutique de la tuberculose et surtout de la lèpre a fait ses preuves. L'étude de l'activité antiactinomycète de la sulfone mère a été entreprise par les travailleurs de l'École mexicaine ([1]), ([2]) notamment avec *Nocardia brasiliensis*. Des résultats spectaculaires ont été enregistrés dans le traitement des mycétomes provoqués par cet actinomycète ([3]). Par ailleurs, C. Halde et

D. Newstrand [4] ont étudié l'activité inhibitrice de sulfones et de sulfamides sur divers actinomycètes.

La relative fréquence de mycétomes actinomycosiques en Afrique et l'absence de traitement non mutilant nous a conduit à étudier l'activité des sulfones sur les diverses espèces d'actinomycètes aérobies pathogènes, agents de mycétomes. Nous avons observé le comportement de 45 souches appartenant aux espèces *Nocardia asteroides* (12 souches); *N. brasiliensis* (11 souches), *Streptomyces maduræ* (12 souches). *S. pelletieri* (7 souches) et *S. somaliensis* (3 souches) cultivées sur des milieux contenant des sulfones. Nous nous sommes aperçu au cours d'essais préliminaires que la sulfone mère (4.4′ diaminodiphényl sulfone ou D. D. S.) donnait une inhibition plus grande que celle que provoque les sulfones dérivées. Nous avonc donc, par la suite, utilisé uniquement la sulfone mère.

Le milieu de base chimiquement défini qui a été employé dans ces essais ne contenait pas de substances pouvant entrer en compétition avec la sulfone. Sa formule est la suivante : PO_4KH_2 : 0,45 g; PO_4Na_2H; 12 H_2O : 1,19 g; SO_4Mg, 7 H_2O : 0,60 g; ClK : 1,00 g; Hydrolysat de caséine purifié : 3 g; $PO_4(NH_4)_2H$: 1,00 g; glucose purifié : 10,00 g; solution oligodynamique de Berthelot : X gouttes; thiamine, acide nicotinique, pyridoxine, pantothénate de Ca : 10^{-7}; biotine : 10^{-9}; gélose lavée : 15 g; eau bidistillée : 1 000 g (pH 6,8).

A ce milieu de base filtré, la sulfone mère est ajoutée à chaud aux concentrations voulues (de 0 à 100 µg/ml). Le milieu de culture est ensuite réparti puis stérilisé à l'autoclave à 110° pendant 30 minutes.

L'inoculum consiste en un fragment aussi petit que possible provenant d'une culture mère sur milieu à la pomme de terre glycérinée. Les cultures ainsi réalisées sont incubées à 30° et les résultats sont lus après 1, 2, 3, 7 et 12 semaines. On estime qu'une concentration donnée de D. D. S. est inhibitrice quand aucun développement appréciable de l'inoculum ne peut être observé, alors que la culture témoin fournit une bonne croissance. Les chiffres figurant dans le tableau expriment le nombre minimum de µg/ml capables d'inhiber totalement la croissance au temps donné. Les expériences ont été reproduites par trois fois. Dans le cas de résultats légèrement différents, le chiffre donné est celui de la concentration inhibitrice la plus forte, donc la plus défavorable.

Sensibilité à la D. D. S. de 45 souches de divers actinomycètes aérobies pathogènes après des temps différents.

(Les chiffres indiquent la concentration minimum en µg/ml, capables d'inhiber totalement la croissance des souches considérées.)

Nocardia asteroides.

Semaines. / Nos :	336.	85.	302.	328.	331.	360.	318.	333.	320.	358.	322.	369.
2...	52	>62	>60	>60	>60	>60	>60	>60	>60	>60	>60	>60
3...	>60	>62	>62	>62	>60	>60	>60	>60	>60	>60	>60	>60

Nocardia brasiliensis.

Semaines. N°s :	345.	351.	346.	337.	352.	357.	347.	348.	344.	370.	371.
2...	>100	100	100	40	15	30	60	15	60	>60	60
3...	>100	>100	>100	40	30	60	60	15	66	>60	>60
7...	–	–	–	40	>60	>60	>60	30	>100	–	–

Streptomyces maduræ.

N°s :	340.	307.	332.	306.	335.	339.	341.	334.	363.	83.	338.	364.
3...	15	15	15	15	30	15	15	30	15	15	15	15
7...	>60	>100	>60	>60	>60	30	60	>60	30	>60	>60	15

	S. pelletieri.							*S. somaliensis.*		
N°s :	89.	309.	308.	354.	84.	326.	362.	313.	314.	315.
3...	100	>100	>100	100	>60	>60	100	>100	>100	60
7...	>100	–	–	>100	–	–	>100	–	–	>60

Les résultats obtenus et résumés dans le tableau appellent les commentaires suivants :

1° Pour *Nocardia asteroides*, dès la seconde semaine de culture, on ne remarque aucune différence de croissance entre les différents milieux et cela, quelle que soit la souche. Bien qu'aucune des concentrations de D. D. S. ne suffise à inhiber totalement le développement de *N. asteroides* on note cependant, aux concentrations les plus élevées, une diminution de la croissance par rapport à celle des témoins. Cette différence s'estompe rapidement avec le temps.

2° Certaines souches de *N. brasiliensis* ne sont pas inhibées par la D. D. S. ou ne le sont seulement qu'à de fortes concentrations (de l'ordre de 100 μg/ml). D'autres souches, au contraire, montrent une sensibilité durable à des concentrations faibles. Le développement des cultures ainsi inhibées ne commence que vers la dixième semaine de culture.

3° Toutes les souches de *Streptomyces maduræ* que nous avons étudiées, montrent une grande sensibilité à la D. D. S. Après trois semaines de culture, dix d'entre elles sont inhibées dès la concentration de 15 μg/ml et deux dès la concentration de 30 μg/ml. A la septième semaine, trois souches sont encore inhibées par des concentrations de D. D. S. inférieures à 60 μg/ml et, parmi ces trois souches, deux sont d'isolement récent. Comme dans le cas de *N. brasiliensis*, les actinomycètes reprennent leur développement lorsque l'activité de la sulfone a diminué ou disparu.

4° Les diverses souches de *S. pelletieri* et deux des trois souches de *S. somaliensis* se développent en présence de concentrations de D. D. S. égales ou supérieures à 60 μg/ml. Une souche de *S. somaliensis* est inhibée par 60 μg/ml et deux couches de *S. pelletieri* par 100 μg/ml de D. D. S.

5° Étant donnés les excellents résultats obtenus dans le traitement des mycétomes provoqués par *N. brasiliensis* et du fait que les diverses souches

de *S. maduræ* étudiées sont très sensibles à l'action de la D. D. S., il serait souhaitable que ce composé soit utilisé dans le traitement des mycétomes provoqués par ce dernier actinomycète.

(1) Garcia P. Maria, *Prensa Med. Mexic.*, 15, 1950, p. 262-266.
(2) A. Gonzáles Ochoa, J. Shiels et P. Vasquez, *Gac. Med. Mexico*, 82, 1952, p. 345.
(3) F. Latapi et P. Lavalle, *C. R. 8e Congrès Inter. Bot. Paris*, Section 24, p. 44.
(4) *In Therapy of Fungus Diseases*, Boston, 1955.

(Service de Mycologie-Physiologie végétale de l'Institut Pasteur.)

VIROLOGIE. — *Adaptation du virus aphteux au lapin nouveau-né.* Note de MM. **Jean Verge, Alain Paraf, Louis Dhennin,** Mme **Léone Dhennin** et M. **Jean Asso**, présentée par M. Gaston Ramon.

Toutes les souches de virus aphteux d'origine bovine appartenant aux types O, A et C peuvent être directement adaptées au lapin nouveau-né âgé de moins de neuf jours. Il provoque chez cet animal des paralysies suivies de mort 48 h environ après l'inoculation effectuée par voie intrapéritonéale. Le virus a conservé après cinquante passages toute sa virulence pour les animaux de l'espèce bovine et pour le cobaye.

Différents auteurs parmi lesquels Hecker (1), Nagel (2), Lickhachjev et Gribanov (3), Ciaccio et Giroud (4), Cunha et Eichhorn (5) ont tenté d'obtenir la multiplication du virus aphteux chez différentes espèces animales.

Skinner (6), en particulier, réussit la culture du virus aphteux sur souriceaux et ratons nouveau-nés. L'un de nous (7) ayant pu mettre en lumière certaines lois quantitatives de la tolérance immunitaire, établit la possibilité d'adapter le virus aphteux aux animaux nouveau-nés âgés de moins de 8 jours, en particulier au Furet et au Lapin.

Nous n'avons pas poursuivi cette étude au-delà du 4e passage sur le jeune furet, ce matériau de travail étant très onéreux : nous ne ferons donc que relater ici les expériences concernant l'adaptation du virus aphteux au Lapin.

Ce virus, à l'origine, est représenté par une suspension d'épithélium lingual de bovin artificiellement infecté en sérum physiologique tamponné à pH 7,6.

Les animaux d'expériences, sont des lapins nouveau-nés, à l'allaitement naturel, de diverses lignées.

La voie d'introduction est la voie intrapéritonéale, car nous voulions obtenir une souche pantrope sans tendance au neurotropisme.

Chaque passage est contrôlé par inoculation dans le derme plantaire de trois cobayes d'une suspension d'organes de lapins nouveau-nés morts

de l'infection aphteuse. Les tissus de lapereau utilisés sont un mélange de muscle, de foie et de cœur.

Nous avons réalisé actuellement 55 passages avec le virus de type O d'origine bovine, 12 avec le type A et 15 avec le type C.

Chacun de ces virus a subi vis-à-vis du lapereau une adaptation marquée par un pourcentage de plus en plus élevé d'animaux atteints. La mort de tous les animaux inoculés est observée dès le premier passage avec le virus C souche Loupoigne, et seulement à partir du 4e pour les souches de type O et A; 24 à 36 h après l'inoculation (le délai étant le plus bref pour les animaux âgés de moins de 6 jours) les premières manifestations cliniques apparaissent : flaccidité des mucles abdominaux, difficulté du déplacement. Puis les signes de paralysie surviennent au niveau des membres postérieurs et s'étendent aux parties antérieures du corps.

Après 6 ou 8 h, le lapereau est atteint d'une asthénie profonde, il ne peut plus lever la tête du sol et présente l'attitude d'un crucifié, membres antérieurs en croix et postérieurs dans le prolongement du corps; la respiration est dyspnéique et la mort survient à cette phase de l'évolution, environ 48 h après l'inoculation.

A l'autopsie on observe toujours une paralysie de la vessie et nous avons pu noter parfois des pétéchies sur les muscles des fesses et des cuisses.

Jamais nous n'avons observé de lésion pulmonaire malgré la dyspnée, que l'on peut vraisemblablement rapporter à une paralysie des muscles respiratoires.

Les animaux présentent le maximum de sensibilité entre le 3e et le 6e jour après la naissance : ils ne meurent que si l'injection de virus est effectuée avant le 9e jour. Pratiquée entre le 9e et le 3e jour, elle provoque seulement une flaccidité des muscles abdominaux et après le 13e jour l'injection du virus ne suscite aucune réaction apparente. Après un nombre de passages variable selon les souches, l'inoculation pratiquée le 9e ou 10e jour, entraîne la mort du lapereau nouveau-né.

La recherche du virus dans différents organes du lapereau, par inoculation au lapereau nouveau-né et au cobaye, a permis d'observer que durant les cinq premiers passages la virulence du cerveau est marquée puis disparaît, tandis que la richesse en virus des muscles et du foie suit une courbe inverse; ceci marque l'absence de neurotropisme de la souche obtenue; le muscle cardiaque semble toujours très virulent.

Le sacrifice précoce de l'animal est à déconseiller, car les tissus se montrent moins riches en virus que ceux d'un animal tué *in extremis* ou même autopsié immédiatement après la mort.

Le virus provenant du lapereau nouveau-né inoculé par voie intraplantaire au cobaye provoque, en règle générale, un aphte local en 24 h et la généralisation après 48 h. Cependant certaines fluctuations de ce

pouvoir pathogène ont pu être observées : c'est ainsi que les aphtes locaux sont mal développés avec absence de généralisation entre le 26ᵉ et le 30ᵉ passage, et que, par contre, la généralisation est plus rapide entre les 30ᵉ et 50ᵉ passages qu'entre les 1ᵉʳ et 20ᵉ passages.

Le virus provenant du lapereau nouveau-né garde pratiquement toute sa virulence pour les bovins : la souche bovine de type O utilisée dont la dose minima infectante était de $10^{-7,5}$ (titrage par la méthode de Henderson) possédait une virulence 10^{-7} au 15ᵉ passage et de $10^{-7,1}$ au 50ᵉ passage. Les bovins inoculés manifestent ultérieurement tous les signes d'une fièvre aphteuse généralisée.

Le virus aphteux adapté au lapereau nouveau-né ne permet pas la fixation du complément spécifique qui n'est réalisable qu'après un ou plusieurs passages sur cobaye.

Des études en cours nous font penser qu'il s'agit vraisemblablement d'un phénomène assez général de perte de fonction antigénique non spécifique.

(1) *Congrès international de Médecine Vétérinaire*, Baden-Baden, 1899, p. 356.
(2) *Deutsch. Tierärztl-Wochenschr.*, 45, 1937, p. 624.
(3) *Congrès de la Commission de l'O. I. E.*, Bruxelles 1954.
(4) *C. R. Soc. Biol.*, 148, 1954, p. 1975.
(5) *Amer. J. Vet. Res.* 15, 1954, p. 149.
(6) *Proc. Roy. Soc. Med.*, 44, 1951, p. 15.
(7) Dubert et Paraf, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 686.

PATHOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Test* in vitro *de séro-protection cytotoxique pour le diagnostic des rickettsioses et des affections proches*. Note de M. **Paul Giroud** et Mᵐᵉ **Nicole Dumas**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Les cinq rickettsies majeures : *Rickettsia prowazeki*, *mooseri*, *conori*, *burneti*, *orientalis*, provoquent la lyse des cultures cellulaires. Les sérums de sujets ou d'animaux anciennement infectés ou immunisés neutralisent ce pouvoir cytotoxique.

Dès 1938, l'un de nous avait préconisé un test de séroprotection cutané pour le diagnostic rétrospectif des rickettsioses [1]. Ce test reste positif des dizaines d'années. Il est à la base de la vaccination du typhus épidémique avec l'antigène pulmonaire et a permis aussi de rattacher à une origine typhique des affections dont la cause était jusqu'à présent méconnue.

C'est l'étude du pouvoir nécrosant d'éléments situés à côté du groupe de la psittacose et pour lesquels nous avions parlé de néo-rickettsies, étude faite avec J. Jadin sur les fibroblastes du Poulet et les cellules HeLa [2], qui nous a amené à étudier de même les affections rickettsiennes diverses que nous n'avions pu étudier au cours de notre dernier séjour africain.

Après divers essais de culture avec extrait embryonnaire, nous avons surtout employé les cultures de fibroblastes de Poulet en milieu de Parker modifié et de Hanks avec sérum de cheval, pénicilline et streptomycine sans adjonction d'extrait embryonnaire.

Ce sont des cultures de trois jours que nous avons le plus souvent utilisées. Ces cultures étaient réalisées dans des tubes de 17 mm sur des tiers de lames porte-objet, ce qui nous permettait après coloration de juger aussi bien macroscopiquement que microscopiquement l'altération de la culture, la réalisation de la culture rickettsienne ou d'éléments proches.

Nous avons utilisé comme matériel virulent, soit des cultures sur œuf, soit des cultures pulmonaires. Nous avons pu constater que des souches de typhus épidémique, de virus murin, de fièvre boutonneuse, de fièvre Q ou de tsutsugamushi, nécrosent d'une façon très nette les fibroblastes du Poulet.

Nous avons cherché à réaliser un véritable test que nous jugions au début 24, 48, 72 et 96 h après le contact virus-sérum normal ou sérum anti. Le premier contact virus-sérum étant réalisé à 37° pendant 30 mn. La lecture cinétique de ces réactions peut être simplifiée et n'être faite qu'à la 24e, 48e et 72e heures.

Nos essais se rapportent à 171 sérums. Nous avons tout d'abord constaté que les sérums humains normaux ou de lapin mis en présence de nos antigènes n'entravent pas la lyse cellulaire provoquée par les différentes souches. Par contre, les sérums d'homme ou d'animaux infectés : bovins, ovins, équins, se comportent bien différemment. Les sérums appartenant à des sujets atteints d'affections diverses : hyperthermie simple, maladies à rechutes, ictères, hépato-néphrites, artérites, avortements, nous ont donné des tests de neutralisation positifs.

Sur 39 sérums étudiés vis-à-vis de la souche épidémique, 9 appartenant à des typhiques typiques ou à des sujets atteints de lésions vasculaires, se montrèrent positifs et un douteux.

Sur 32 sérums testés vis-à-vis de la souche de fièvre boutonneuse, 6 appartenant à des sujets ayant fait des hyperthermies ou présentant des syndromes vasculaires ont neutralisé le virus et 2 ont été douteux.

Pour les souches de néo-rickettsies, 1 seul sérum sur les 5 testés vis-à-vis de la souche L. 17, souche d'avortement humain, était positif. Avec notre deuxième souche d'avortement humain (O. 17), 1 seul sérum testé sur 3 était positif. Il s'agissait du sérum de la femme chez laquelle la souche avait été isolée.

Enfin, sur 70 sérums mis en présence de souches d'avortements d'ovins du groupe psittacose, 19 dont 4 sérums de brebis, 3 de vache, le reste étant

des sérums humains ou des sérums expérimentaux, ont neutralisé le pouvoir cytotoxique du virus et 8 ont eu un effet douteux.

Si l'on compare les résultats de neutralisation avec ceux de l'agglutination sur lame, on constate que ces deux tests ont une certaine concordance.

Les discordances sont explicables par les dates de prélèvement. En effet, les tests de neutralisation sont des tests plus rétrospectifs que les tests d'agglutination. Ceux-ci sont des tests transitoires, la neutralisation demeure.

D'autre part, nous avons pu constater une dissociation de l'effet cytotoxique du produit virulent. Dans un premier temps, on constate une nécrose, puis dans un deuxième temps, on constate une culture. Dans le premier temps, c'est la toxine qui a été mise en évidence, celle-ci n'ayant pu être inhibée par le sérum étudié et, dans le deuxième temps, c'est la culture elle-même des éléments qui intervient ou n'intervient pas. Si la culture des éléments virulents se fait, la nécrose des tissus continue; si la culture virulente est inhibée, on a une culture normale tardive des fibroblastes.

(1) P. Giroud, *C. R. Soc. Biol.*, **127**, 1938, p. 397.
(2) P. Giroud et J. Jadin, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 3012.

(*Service des Rickettsies, Institut Pasteur, Paris.*)

A 15 h 30 l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16 h 55 m.

L. B.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances de mai 1957.

Bibliographia araneorum. Analyse méthodique de toute la littérature aranéologique jusqu'en 1939, par Pierre Bonnet. Tome II, 3e partie : G-M. Toulouse, Les artisans de l'Imprimerie Douladoure, 1957; 1 vol. 25 cm.

La culture du peuplier, par Jean Pourtet. Préface de Philibert Guinier. Paris, J.-B. Baillère et fils, 1957; 1 fasc. 19,5 cm.

Les peupliers dans la production du bois et l'utilisation des terres. Collection de la *FAO*, nº 12. Rome, Organisation des Nations Unies pour l'alimentation et l'agriculture, 1956; 1 vol. 23 cm (présenté par M. Ph. Guinier).

Homologies balistiques à site variable en atmosphère réelle. Applications, par ROBERT WINTER. Extrait du *Mémorial de l'Artillerie française*, 1955; 1er fasc. Paris, Imprimerie nationale, 1955; 1 fasc. 23,5 cm.

Tables W. R. Outillage numérique de balistique intérieure valable pour toutes les poudres dégressives de la classe $\varphi(\approx) = \sqrt{1 - kz}$, par ROBERT WINTER. Fasc. I. *Tables pour le calcul des grandeurs balistiques principales* (*Parcours du projectile. Vitesse. Pression*). Fasc. II. *Tables pour le calcul des coefficients différentiels*, par ROBERT WINTER. Extraits du *Mémorial de l'Artillerie française.* Paris, Imprimerie nationale, 1954; 2 fasc. 26,5 cm.

Un cadre théorique général pour la construction de superoutillages de balistique intérieure. Les tables W. R. à progressivité variable, par ROBERT WINTER. Extrait du *Mémorial de l'Artillerie française* 1954-1955. Paris, Imprimerie nationale, 1956; 1 vol. 23 cm.

Manuels de calculs techniques. Vol. III. *Résolution numérique des équations algébriques*, par JEAN PELTIER. Paris, Gauthier-Villars et Éditions Eyrolles, 1957; 1 vol. 21 cm.

Ciba foundation colloquia on ageing. Vol. 3. *Methodology of the Study of ageing*, by G. E. W. WOLSTENHOLME and CECILIA M. O' CONNOR. London, J. and A. Churchill, 1957; 1 vol. 21 cm.

Symposium sui nuovi farmachi antitubercolari, Milano, 16-17 nov. 1956, in *Atti della societa Lombarda di Scienze medico-biologiche.* Supplemento. Vol. 11, 1956, par M. CORDA, W. MONTORSI. Milano, Edizioni Minerva Medica; 1 vol. 25 cm.

Monografie medicale. I. *Introducere in Biochimia bolilor de Piele*, de VINTILÀ V. MIHÀILESCU. Bucuresti, Editura Academiei Republicii Populare Romîne, 1956; 1 fasc. 20 cm.

Monografii de fizica. I. *Introducere în teoria propagarii caldurii*, de L. HAMBURGER I. *Conductia prin solide.* Bucuresti. Editura Academiei Republicii Populare romîne 1956; 1 vol. 24 cm.

L'abattage : un défi au bon sens... une monstruosité, par MARCEL DARCISSAC; 1 fasc. 21 cm.

Université de Paris. Les conférences du Palais de la Découverte. Série D. n° 47. *Lobatchevsky grand mathématicien russe. Sa vie, son œuvre*, par SOPHIE PICCARD; 1 fasc. 18 cm.

Union minière du Haut-Katanga, 1906-1956. Deuxième édition. Bruxelles, Édition L. Cuypers, 1956; 1 vol. 29 cm.

Mémoires du Muséum national d'histoire naturelle. Nouvelle série. Série A. *Zoologie.* Tome VIII. Fasc. VII. *Les isopodes terrestres des Açores*, par ALBERT VANDEL. Paris. Éditions du Muséum, 1956; 1 fasc. 27 cm.

Derniers refuges. Atlas des réserves naturelles dans le monde, préparé par l'UNION INTERNATIONALE POUR LA CONSERVATION DE LA NATURE ET DE SES RESSOURCES. Préface de ROGER HEIM. Bruxelles, Elsevier, 1956; 1 vol. 27,5 cm (présenté par M. R. Heim).

Geologia de Portugal. Ensaio bibliografico, por LUIS DE MENEZES ACCIAINOLI. Vol. I. Lisboa, Direcçao de Minas e Serviços Geologicos, 1957; 1 vol. 28 cm.

The Year Book of the International council of scientific Unions, 1957; 1 fasc. 21,5 cm,

Essential oils. The Basis of nature's Perfume, by ROBERT SINCLAIR. London, A Unilever Educational Booklet, 1957; 1 fasc. 24 cm.

Quick-Frozen Foods, by ROBERT SINCLAIR. London, Unilever limited, 1956; 1 fasc. 24 cm.

Encyclopédie biogéographique et écologique. XI et XII. *Inventaire analytique de la flore d'Auvergne et contrées limitrophes des départements voisins.* Tomes I et II, par MAURICE CHASSAGNE. Préface de HENRI HUMBERT. Introduction par PIERRE CHOUARD. Paris, Éditions Paul Lechevalier, 1956; 2 vol. 25 cm.

Académie royale des sciences coloniales. Bulletin des séances. Nouvelle série. III, 1957, I. *Jean Tilho*, par E.-J. DEVROEY. Bruxelles, 1957; 1 fasc. 21 cm.

Bulletin de l'Institut Océanographique, n° 1095. *L'Antarctide américaine* (Étude météorologique), par JULES ROUCH. Monaco, 1957; 1 fasc. 24,5 cm.

Études géologiques pour l'atlas de topographie souterraine. I. *Flore Fossile*, 2e fasc. *Contribution à l'étude des sphénopteris. Les fougères sphénoptéridiennes du bassin houiller du nord de la France*, par JACQUES DANZÉ. 1° : Texte. 2° : Planches. Lille, Imprimerie Davriez-Bataille, 1956; 2 vol. 31 cm.

Mémoires de l'Académie royale des sciences coloniales. Nouvelle série. Tome V, fasc. 1. *Géochronologie africaine* 1956, *résultats acquis au* 1er *juillet* 1956, par ARTHUR HOLMES et LUCIEN CAHEN. Bruxelles, 1957; 1 fasc. 24,5 cm.

Handbuch der Sonderstahlkunde, von EDUARD HOUDREMONT. Dritte verbesserte Auflage, Unter Mitarbeit von HANS-JOACHIM WIESTER. Erster und zweiter Band. Springer-Verlag. Berlin, Göttingen, Heidelberg. Verlag Stahleisen m. b. H., Düsseldorf, 1956; 2 vol. 25,5 cm.

Faculté des sciences de Paris. Séminaire « Sophus Lie », 2e année 1955-1956. *Hyperalgèbres et groupes de Lie formels.* Paris, Secrétariat mathématique, 1957; 1 fasc. polycopié 27 cm.

Geology and mineral resources of Japan. Geological Survey of Japan, 1956; 1 vol. 26 cm et 1 planche, 1953, 26 cm.

Pitton de Tournefort médecin et naturaliste 1656-1708, par RENÉ MOREAUX. Extrait des *Mémoires de l'Académie de Stanislas*; 1 fasc. 22 cm.

(*A suivre*).